

Messung der elektroschwachen Ladungsasymmetrie
des Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Streuung
von Myonen an Kohlenstoff bei 200 GeV-Strahlimpuls

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Rüdiger Voss
aus Bielefeld

16.12.1982

1983

Messung der elektroschwachen Ladungsasymmetrie
des Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Streuung
von Myonen an Kohlenstoff bei 200 GeV Strahlimpuls

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Rüdiger Voss
aus Bielefeld

16.12.1982



1. Gutachter : Prof. Dr. A. Staude

2. Gutachter : Prof. Dr. F. Wagner

Tag der mündlichen Prüfung : 21.2.1983

ZUSAMMENFASSUNG

Seit der Entdeckung des schwachen neutralen Stromes im Jahre 1973 [1,2] ist seine Struktur von einer Vielzahl von Experimenten im Detail untersucht worden. Alle bisherigen Ergebnisse haben die Voraussagen der vereinheitlichten Feldtheorie der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung ohne Ausnahme bestätigt und insbesondere das minimale $SU(2)_L \otimes U(1)$ -Modell von Glashow, Salam und Weinberg als physikalische Theorie fest etabliert.

Neben den schon klassischen Neutrino-Streuexperimenten haben in den vergangenen Jahren Experimente mit geladenen Leptonen an Bedeutung gewonnen, da sie dem Studium des schwachen neutralen Stromes neue Reaktionskanäle und neue kinematische Bereiche eröffnen. Dieser manifestiert sich hier durch Interferenz zwischen dem Austausch von Photon und Z^0 -Teilchen, dem neutralen Feldquant der schwachen Wechselwirkung, und konnte bisher als paritätsverletzender Effekt in der tiefinelastischen Elektron-Deuterium-Streuung und atomphysikalischen Experimenten sowie als Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Speicherringexperimenten nachgewiesen werden.

Im hier beschriebenen Experiment wurde der schwache neutrale Strom erstmals in der inklusiven, tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung

$$\mu^\pm + N \rightarrow \mu^\pm + X$$

nachgewiesen. In dieser Reaktion bewirkt die γ - Z^0 -Interferenz eine Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte bei gleichzeitiger Umkehr von Ladung und Polarisation λ des Myonstrahls:

$$B = \frac{\sigma^*(-\lambda) - \sigma^+(\lambda)}{\sigma^*(-\lambda) + \sigma^+(\lambda)} .$$

Im Modell von Glashow, Salam und Weinberg ist diese Asymmetrie berechenbar und ist, im kinematischen Bereich dieser Messung, von der Grössenordnung 1%. Die Ergebnisse sind in voller Übereinstimmung mit der Vorhersage und bestätigen erstmals die Elektron-Myon-Universalität der Kopplung an den schwachen neutralen Strom.

Nach den Massstäben der Hochenergiephysik stellt die Messung eines so kleinen Effekts ein Präzisionsexperiment dar. Eine sorgfältige Kontrolle der systematischen Fehler steht daher im Mittelpunkt der Untersuchung. Darüber hinaus enthält diese Arbeit Beiträge, die auch für die Analyse anderer Messungen mit dem gleichen Apparat von Bedeutung sind.

Die Messung der Asymmetrie B ist Teil einer Reihe von Experimenten zur tiefinelastischen Myonstreuung, die am Super-Protonen-Synchrotron (SPS) der Europäischen Organisation für Kernforschung CERN in Genf von einer Kollaboration der Universität Bologna/Italien, des CERN, des Vereinigten Instituts für Kernforschung (JINR) in Dubna/UdSSR, des Centre des Études Nucléaires (CEN) in Saclay/Frankreich sowie der Universität München (BCDMS-Kollaboration) durchgeführt wird. Das Experiment, das die CERN-interne Bezeichnung NA4 trägt, wurde 1974 vorgeschlagen [3] und begann im Frühjahr 1978 mit der Datennahme. Neben der Untersuchung elektroschwacher Effekte steht insbesondere die Messung der Strukturfunktionen des Nukleons mit verschiedenen Targets im Mittelpunkt dieses Forschungsprogramms. Bisher sind Ergebnisse der Messung der Strukturfunktionen mit einem Kohlenstofftarget [4], eine Untersuchung von Reaktionen mit mehreren Myonen im

Endzustand [5], eine Beschreibung des Apparates [6] sowie die Messung der Asymmetrie B [7] publiziert; diese letzte Veröffentlichung beruht teilweise auf der vorliegenden Arbeit.

INHALTSVERZEICHNIS

ZUSAMMENFASSUNG

Kurzfassung

1. THEORETISCHE SYMMETRISIERUNG

Der Wirkungsquerschnitt in der Tot-Zonen-Messung	1
Einleitung	1
Einflussfaktoren und das Quasiklassische Modell	1
Ergebnisse der theoretischen Rechnungen in der Born-Näherung	11
Das Störstrahlungsmodell der Störstrahlung	11
Ergebnisse	11
Schwache Störungen der Theorie und Experiment	11
Berechnung der Ladungssymmetrie	11
Ergebnisse	11
Ergebnisse	11
Experimentelle Vorhersagen	11

2. APPARAT UND DATENWERTUNG

Der Störstrahlungs-Messapparat	11
Der Störstrahlungsgenerator	11
Elektronen des Strahls	11
Messung des Störstrahlungseffektes	11



Digitized by the Internet Archive
in 2026

INHALTSVERZEICHNIS

ZUSAMMENFASSUNG	iii
---------------------------	-----

Kapitel

1. TIEFINELASTISCHE MYON-NUKLEON-STREUUNG	1
Der Wirkungsquerschnitt in der Ein-Photon-Näherung	1
Kinematik	1
Skaleninvarianz und das Quark-Parton-Modell	7
Elektroschwache Interferenzeffekte in der Myon-Quark- Streuung	12
Das $SU(2) \otimes U(1)$ -Modell der elektroschwachen Wechselwirkung	16
Schwache Kopplungen der Quarks und Leptonen	19
Berechnung der Ladungsasymmetrie	22
Elektromagnetische und elektroschwache Prozesse höherer Ordnung	26
Experimentelle Vorhersagen	29
2. APPARAT UND DATENNAHME	32
Der CERN-SPS-Myonenstrahl	32
Das Strahlführungssystem	34
Polarisation des Strahls	36
Messung des Strahlimpulses	38

Das NA4-Spektrometer	39
Fokussierungseigenschaften	44
Das Kohlenstofftarget	46
Strahlhodoskope	46
Der Toroidmagnet	49
Triggerzähler	50
Halo-Zähler	52
Violdraht-Proportionalkammern	54
Der Trigger	55
Trigger-Elektronik	56
Der tiefinelastische Trigger	59
Der Zufallstrigger	60
Kalibrationstrigger	61
Das On-Line-System	62
Datenerfassung	62
Kontrolle des Experiments	64
Datennahme für die Asymmetriemessung	65
 3. DATENREDUZIERUNG	 68
Übersicht	68
Ereignisrekonstruktion im NA4-Spektrometer	70
Spurrekonstruktion	70
Impuls- und Streuwinkelbestimmung	73
Das Modell für die Myonspur	75
Fit der Spurparameter	77
Extrapolation der Myonspur zum Target	81
Ereignisrekonstruktion in den Strahlhodoskopen	82
Messung des Strahlimpulses	82
Spurrekonstruktion im Strahlimpulsspektrometer	82
Berechnung des Strahlimpulses	83
Spurrekonstruktion in den NA4-Strahlhodoskopen	83

4.	MONTE-CARLO-SIMULATION DES EXPERIMENTS	85
	Simulation des Myonstrahls	87
	Tiefinelastische Wechselwirkung	87
	Simulation der Myonspur im Spektrometer	89
5.	KALIBRATION DES SPEKTROMETERS	91
	Untersuchungen zum Auflösungsvermögen	91
	Ortsauflösung der Proportionalkammern	92
	Vielfachstreuung	99
	χ^2 -Tests	101
	Ergebnisse	106
	Energieverlust hochenergetischer Myonen in Materie	111
	Ionisationsverluste	112
	Direkte Paarerzeugung	113
	Bremsstrahlung	115
	Kernwechselwirkungen	116
	Technik der Simulation des Energieverlustes	117
	Ergebnisse	118
	Kalibration des Magnetfeldes	121
6.	BERECHNUNG DER LADUNGSASYMMETRIE	123
	Ereignisauswahl	124
	Auswahl des Datensatzes	124
	Auswahl tiefinelastischer Ereignisse	128
	Kinematische Schnitte	131
	Berechnung von Korrekturen und systematischen Fehlern	133
	Das Monte-Carlo-Verfahren	134
	Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen	136
	Korrekturen für apparative Effekte	138
	Triggerzähler	139
	Proportionalkammern	142
	Strahlenergie	145
	Strahlungskorrekturen	149

Ergebnisse	152
Systematische Fehler	160
Spektrometermagnet	161
Strahlenergie	164
Phasenraum des Myonstrahls	165
Energieverlust	167
Elektromagnetischer Untergrund	168
Meson-Zerfälle	169
Halo-Untergrund	170
Andere Quellen systematischer Fehler	172
Zusammenstellung	173
• Überprüfung des Ergebnisses und statistische Tests	174
Vergleich der Datennahmeperioden	175
Asymmetrie in unabhängigen kinematischen Variablen	176
Asymmetrie von Daten gleicher Strahlladung	179
Asymmetrie in Unterteilungen des Spektrometers	183
Alternative Ereignisauswahl	185
Messung der Asymmetrie bei 120 GeV Strahlenergie	186
Zusammenfassung	188
 7. DEUTUNG DER LADUNGSASYMMETRIE IM $SU(2) \otimes U(1)$ -MODELL	190
Ergebnisse im $SU(2)_L \otimes U(1)$ -Modell	191
Der Weinberg-Winkel	191
Die schwachen Kopplungen des Myons	192
Der rechtshändige schwache Isospin des Myons	196
Zusammenfassung	197
 LITERATURVERZEICHNIS	198

VERZEICHNIS DER TABELLEN

1.	Schwache Kopplungen und Ladungen des Myons und der Quarks	21
2.	Technische Daten des Spektrometermagneten	42
3.	Technische Daten der Detektoren	43
4.	Datennahmeperioden der Asymmetriemessung	66
5.	Mittleres χ^2 pro Freiheitsgrad der Fits von Impuls und Streuwinkel	102
6.	Globale Auflösungen der kinematischen Variablen	107
7.	Statistik der Asymmetriemessung	125
8.	Ansprechwahrscheinlichkeiten der Proportionalkammern . . .	143
9.	Mittlere Strahlenergien für alle Datennahmeperioden	147
10.	Ladungsasymmetrie in $g(y)Q^2$ in den Perioden 1B und 1C . .	156
11.	Ladungsasymmetrie in $g(y)Q^2$ in den Perioden 3B und 3C . .	157

12.	Ladungsasymmetrie in $g(y)Q^2$ in der Periode 3D	158
13.	Ladungsasymmetrie in $g(y)Q^2$ für alle Perioden	159
14.	Systematische Fehler	174
15.	Ergebnisse für die schwachen Kopplungen des Myons	194

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

1.	Kinematik der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung	2
2.	Kinematische Variable in der Q^2 - γ -Ebene	4
3.	Sakurai-Pyramide der neutralen Ströme	13
4.	Amplitude von Photon- und Z^0 -Austausch	14
5.	Amplitude von Ein- und Zwei-Photon-Austausch	27
6.	Elektromagnetische und schwache Prozesse bis zur Ein- Schleifen-Näherung	28
7.	Ladungsasymmetrie aus γ - Z^0 -Interferenz und Strahlungskorrekturen	30
8.	Das Experimentiergelände	32
9.	Der CERN-SPS-Myonenstrahl M2	34
10.	Das NA4-Spektrometer	40
11.	Prinzip der Q^2 -Fokussierung	45

12.	Ansicht eines Strahlhodoskops	48
13.	Aufbau eines Supermoduls	49
14.	Aufbau einer Triggerzähler-Halbebene	51
15.	Ansicht der Halo-Zähler	53
16.	Schema der Triggerelektronik	57
17.	On-Line-Computer und CAMAC-System	63
18.	Computer-Rekonstruktion eines typischen Ereignisses	72
19.	Vorausgesagte und gemessene Koordinaten in den Proportionalkammern	95
20.	Ortsauflösung der Proportionalkammern	99
21.	χ^2 -Verteilungen der Fits von Impuls und Streuwinkel	103
22.	Mittleres χ^2 des Impulsfits	105
23.	Spektrometerauflösung in Q^2	109
24.	Spektrometerauflösung in x	110
25.	Beiträge zum totalen Energieverlust in Eisen	119
26.	Entwicklung eines 100 GeV-Myonenstrahls in Eisen	120
27.	Verteilung der Strahlenergie	121
28.	Verteilung von Ereignissen in Q^2 und θ	126

29.	Verteilung von Ereignissen in x und y	127
30.	Kinematische Schnitte in der Q^2 - y -Ebene	132
31.	Asymmetrie durch unterschiedliche Triggerzähler- Nachweiswahrscheinlichkeiten	141
32.	Verteilung von Ereignissen in $g(y)Q^2$	154
33.	Die experimentelle Ladungsasymmetrie	155
34.	Asymmetrien durch Fehler von Magnetfeld und Strahlenergie	163
35.	Asymmetrie als Funktion des Wechselwirkungsortes	166
36.	Vergleich der Asymmetrie in den einzelnen Datennahmeperioden	176
37.	Ladungsasymmetrie in x , y , Q^2 und θ	178
38.	Asymmetrie von Daten gleicher Strahlladung in $g(y)Q^2$. . .	180
39.	Asymmetrie von Daten gleicher Strahlladung in x , y , Q^2 und θ	181
40.	Periodenvergleich von Daten gleicher Strahlladung	182
41.	Ladungsasymmetrie in Intervallen des Wechselwirkungsortes und des Azimuthwinkels	184
42.	Ladungsasymmetrie bei 120 GeV Strahlenergie	187
43.	Erlaubter Bereich für die schwachen Kopplungen des Myons	195

LEBENS LAUF

Geboren am 3. Juni 1951 in Bielefeld

Grundschulzeit von 1957-1961

Besuch des Gymnasiums von 1961-1970; Reifeprüfung im Juni 1970

Beginn des Studiums der Physik an der Universität München mit dem Wintersemester 1970

Diplomvorprüfung im Frühjahr 1972

1974-1975: Diplomarbeit bei der Europäischen Organisation für Kernforschung CERN über ein Thema aus der experimentellen Hochenergiephysik (Nachweis von Elektronen in einem Magnetspektrometer am CERN-ISR bei hohem Hadronenuntergrund)

Diplomprüfung im Februar 1976

1976-1978: Wissenschaftlicher Angestellter an der Universität München; Mitarbeit bei ISR-Experimenten zur Suche nach Charm-Teilchen

Seit 1978: Verwalter der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen Assistenten an der Universität München; Mitarbeit am Experiment NA4 zur Untersuchung der tiefinelastischen Myonstreuung am CERN-SPS

DANKSAGUNG

Mein Dank zum Abschluss dieser Arbeit geht zuerst an meinen Betreuer, Professor A. Staude, für langjährige freundschaftliche und vertrauensvolle Zusammenarbeit. Ihm verdanke ich, weit über seine Hilfe und seine Anregungen bei der Arbeit an dieser Dissertation hinaus, in erster Linie das Wissen, welches das Handwerkszeug der Hochenergiephysik ausmacht.

Professor C. Zupancic hat mit seinem Ideenreichtum diese Arbeit vielfach auf neue Wege gelenkt. Ihm gebührt Dank für zahlreiche wertvolle Anregungen und Diskussionen; mit seinem Engagement für die Messung und Auswertung der B-Asymmetrie hat er wesentlich dazu beigetragen, dass diese Arbeit überhaupt geschrieben werden konnte.

Professor U. Meyer-Berkhout hat durch die Entsendung zum CERN die Voraussetzungen dafür geschaffen, dass ich von den hervorragenden Arbeitsbedingungen und dem freundschaftlichen Arbeitsklima dieses Instituts profitieren konnte.

Darüber hinaus gilt mein Dank allen Angehörigen der NA4-Kollaboration, besonders aber meinen Münchner Kollegen für langjährige gute und erfolgreiche Zusammenarbeit.

Kapitel 1

TIEFINELASTISCHE MYON-NUKLEON-STREUUNG

1.1 DER WIRKUNGSQUERSCHNITT IN DER EIN-PHOTON-NÄHERUNG

1.1.1 Kinematik

In der Quantenelektrodynamik wird die Streuung eines Myons an einem Nukleon in erster Ordnung durch den Austausch eines virtuellen Photons beschrieben (Abb. 1). Die kinematischen Bezeichnungen sind:

k, k'	Vierervektor des einfallenden bzw. gestreuten μ
p	Vierervektor des Nukleons im Anfangszustand
f	Vierervektor des hadronischen Endzustandes
q	Vierervektor des ausgetauschten virtuellen Photons
M, m	Ruhemasse des Protons bzw. Myons

Der inklusive Streuprozess bei gegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = (p+k)^2 = (f+k')^2$ wird durch zwei unabhängige kinematische Variable vollständig beschrieben. Üblicherweise wählt man das positive Quadrat des Viererimpulsübertrages sowie den Energieübertrag auf das Nukleonssystem v , die beide lorentzinvariante Größen sind [8]:

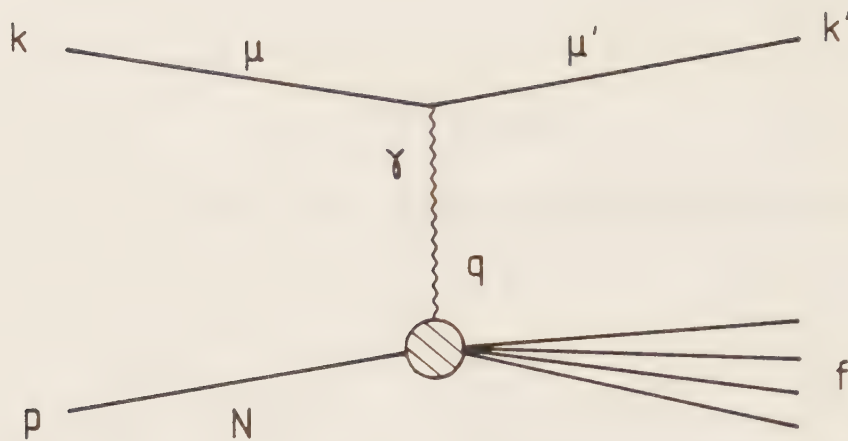


Abbildung 1: Kinematik der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung

$$Q^2 = -q^2 = -(k' - k)^2 \quad (1.1)$$

$$\nu = (p \cdot q) / M \quad (1.2)$$

Im Laborsystem ist

$$q^2 = 2m^2 - 2|k||k'|\cos\theta + 2EE' \quad (1.3)$$

$$\nu = E - E' \quad (1.4)$$

(E, E' = Energie des einfallenden bzw. gestreuten Myons, θ = Streuwinkel). Vernachlässigt man die Masse des Myons, wird

$$Q^2 = 2EE'(1 - \cos\theta) \quad (1.5)$$

Andere gebräuchliche Variable sind die Bjorken-Scalingvariable

$$x = Q^2/2Mv \quad (1.6)$$

sowie

$$y = (p \cdot q)/(p \cdot k) \quad (1.7)$$

Im Laborsystem ist wieder

$$y = v/E \quad (1.8)$$

Die Beziehungen zwischen den wichtigsten kinematischen Variablen sind in Abb. 2 in der Q^2 - y -Ebene für 200 GeV Strahlenergie dargestellt; die Variable $g(y)Q^2$ wird in Abschnitt 1.2.3 im Zusammenhang mit der elektroschwachen Asymmetrie eingeführt.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Prozess in Abb. 1 ist gegeben durch [9]:

$$d\sigma = \frac{1}{4v[(p \cdot k)^2 - (mM)^2]} \int |\mathcal{M}|^2 \frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E'} dp_f (2\pi)^4 \cdot \delta^4(p+k-k'-f) \quad (1.9)$$

worin

$$dp_f = \prod_j d^3k_j / 2E_j (2\pi)^3 \quad (1.10)$$

der Phasenraumfaktor des hadronischen Endzustandes aus n Teilchen ist. Die Integration erstreckt sich über vier geeignet gewählte Variable so, dass im Resultat keine δ -Funktionen mehr auftreten. Für inklusive Streuung an einem unpolarisierten Target wird über die Anfangszustände gemittelt und über die Endzustände summiert und der Wirkungsquerschnitt wird im Laborsystem [10]:

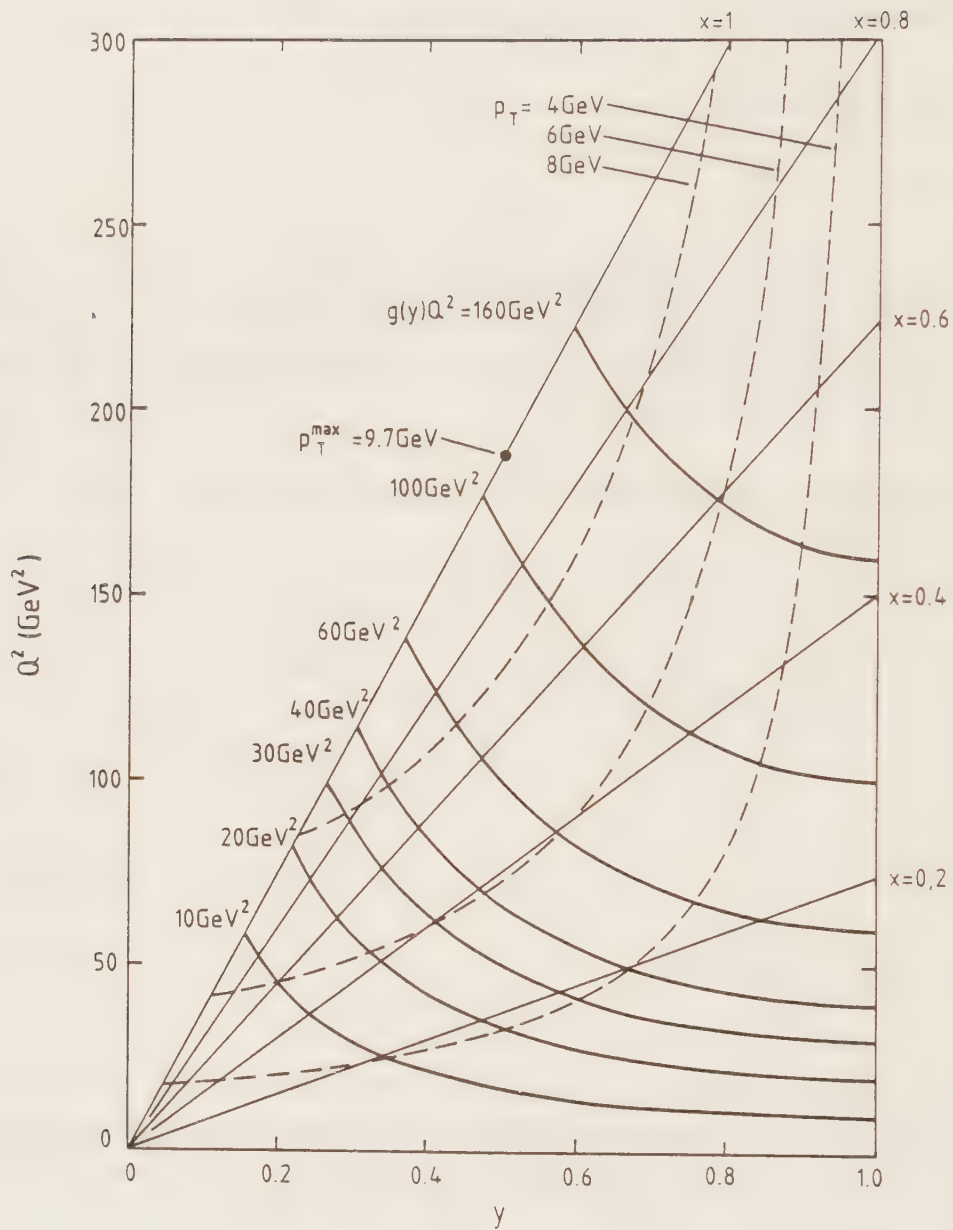


Abbildung 2: Kinematische Variable in der Q^2 - y -Ebene

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{E'}{E} \cdot |\mathcal{M}|^2 \quad (1.11)$$

mit dem quadrierten Matrixelement

$$|\mathcal{M}|^2 = (\alpha^2/Q^4) \cdot L_{ij} W^{ij} , \quad (1.12)$$

worin der leptonische Tensor L_{ij} den Myon-Vertex und der hadronische Tensor W_{ij} den hadronischen Vertex in Abb. 1 beschreiben. Bei Vernachlässigung der Myon-Masse ist L_{ij} [10]:

$$L_{ij} = 2(k'_i k_j + k_i k'_j - \delta_{ij} k \cdot k') . \quad (1.13)$$

W_{ij} hat die allgemeine Form [10]

$$W_{ij} = A\delta_{ij} + Bq_i q_j + Cp_i p_j + D(q_i p_j + q_j p_i) + E(q_i p_j - q_j p_i) , \quad (1.14)$$

worin A, B, C, D und E Funktionen der kinematischen Variablen sind. Durch Forderung nach Eichinvarianz, Zeitumkehrinvarianz und Paritätserhaltung lassen sich diese fünf unabhängigen Funktionen für die elektromagnetische Wechselwirkung auf zwei reduzieren¹ [10,11,12]:

$$W_{ij} = W_1(Q^2, \nu) (\delta_{ij} - q_i q_j / q^2) + (1/M^2) W_2(Q^2, \nu) \cdot [p_i - q_j(p \cdot q)/q^2] [p_j - q_i(p \cdot q)/q^2] . \quad (1.15)$$

Dies ist gerade der symmetrische Anteil von W_{ij} . Damit wird:

¹ In der tiefinelastischen Neutrinostreuung tritt wegen Paritätsverletzung eine weitere Strukturfunktion W_3 auf.

$$L_{ij}W^{ij} = 4W_1(Q^2, \nu)kk' + (1/M^2) W_2(Q^2, \nu)[4(p \cdot k)(p \cdot k') - 2M^2kk'] \quad (1.16)$$

und im Laborsystem wird der differentielle Wirkungsquerschnitt nach (1.11) und (1.12)

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha E'^2}{Q^4} [W_2(Q^2, \nu)\cos^2(\theta/2) + 2W_1(Q^2, \nu)\sin^2(\theta/2)]. \quad (1.17)$$

W_1 und W_2 sind die Strukturfunktionen des Nukleons. Dass in diesem Wirkungsquerschnitt zwei voneinander unabhängige Strukturfunktionen erscheinen, lässt sich anschaulich so verstehen, dass das virtuelle Photon (Abb. 1) longitudinal oder transversal polarisiert sein kann und die jeweiligen Photoabsorptionsquerschnitte σ_l und σ_t in verschiedener Weise von den kinematischen Variablen abhängen. Es gilt [13]:

$$W_1(Q^2, \nu) = \frac{K}{4\pi^2\alpha} \sigma_t(Q^2, \nu) \quad (1.18)$$

$$W_2(Q^2, \nu) = \frac{K}{4\pi^2\alpha} \frac{q^2}{q^2 + \nu^2} [\sigma_t(Q^2, \nu) + \sigma_l(Q^2, \nu)] \quad (1.19)$$

Der Faktor K beschreibt den effektiven Fluss virtueller Photonen. Eine wichtige Grösse ist

$$R = \frac{\sigma_l}{\sigma_t} = \frac{W_2(Q^2, \nu)}{W_1(Q^2, \nu)} [1 + \nu^2/Q^2] - 1, \quad (1.20)$$

das durch die Interpretation der Strukturfunktionen im Quark-Parton-Modell eine Aussage über den Spin der Quarks erlaubt. Für dieses Mo-

dell ist es auch zweckmässig, dimensionslose Strukturfunktionen einzuführen durch die Definition

$$F_2 \equiv vW_2 \quad (1.21)$$

$$F_1 \equiv MW_1 \quad (1.22)$$

Im "naiven" Parton-Modell hängen die Strukturfunktionen nur von der Bjorken-Variablen x (1.6) ab, wozu in QCD-Störungsrechnung erster Ordnung logarithmische Korrekturen in Q^2 treten. Strukturfunktionen und Wirkungsquerschnitt (1.17) werden daher meist als Funktion dieser beiden Variablen geschrieben:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{\pi\alpha^2}{Q^4 x} [(1-y-xyM/2E)F_2(x, Q^2) + xy^2 F_1(x, Q^2)]. \quad (1.23)$$

1.1.2 Skaleninvarianz und das Quark-Parton-Modell

Bereits in den klassischen SLAC-MIT-Experimenten zur tiefinelastischen Elektron-Proton- und Elektron-Deuteron-Streuung wurde sichtbar, dass bei hohen Impulsüberträgen von $Q^2 > 4 \text{ (Gev/c)}^2$ die Strukturfunktionen in guter Näherung von Q^2 unabhängig werden und sich als Funktion einer dimensionslosen Variablen, der Bjorken-Variablen x (1.6) darstellen lassen [14-19]. Für die Erscheinung, dass die Strukturfunktionen bei hohem Q^2 von keiner Längen- oder Massenskala mehr charakterisiert sind, hat sich der Begriff "Skaleninvarianz" ("scale invariance" oder einfach - etwas irreführend - "scaling") eingebürgert. Auf eine Idee von Feynman aufbauend, interpretierte Bjorken [20] scaling dahingehend, dass die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung als inkohärente elastische Streuung an punktförmigen, strukturlosen Streuzentren innerhalb des Nukleons ("Partonen") aufgefasst werden

kann, und schuf damit die Grundlage für das "naive" Parton-Modell. Quantitativ betrachtet, führt dieses Modell zu einer sehr einfachen und anschaulichen Deutung der Strukturfunktionen.

Das Parton-Modell geht im wesentlichen von den folgenden einfachen Annahmen aus:

1. Die Partonen verhalten sich innerhalb des Nukleons wie freie Teilchen - d.h. die starke Wechselwirkung wird vernachlässigt - und der hadronische Endzustand bildet sich "nach" der Photon-Parton-Wechselwirkung.
2. Der Transversalimpuls der Partonen, relativ zum Impuls des virtuellen Photons, ist vernachlässigbar klein.

Eine formal korrektere Berechnung der Strukturfunktionen als hier skizziert benutzt - bei gleichen Ergebnissen - ein Bezugssystem, in dem das Nukleon einen gegen Unendlich gehenden Impuls besitzt [21]. In diesem "infinite momentum frame" ist Bedingung 1. wegen der Zeitdilatation für kurze Wechselwirkungszeiten erfüllt, und Bedingung 2. lässt sich in trivialer Weise beliebig gut approximieren; allerdings hat diese Beschreibung den Schönheitsfehler, dass sie nicht lorentzinvariant ist.

Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die elastische Myon-Parton-Streuung verläuft völlig analog der im vorigen Abschnitt beschriebenen für die Myon-Nukleon-Streuung, jedoch ist hier der Tensor W_{ij} (1.14, 1.15) exakt berechenbar [22]. Schreibt man dem Parton j mit Impuls p_j einen Anteil ξ_j am Gesamtimpuls p des Nukleons zu:

$$p_j = \xi_j p \quad (1.24)$$

findet man als "Strukturfunktionen" für Fermi-Partonen (Spin 1/2) [22]:

$$F_2(x, Q^2, \xi_j) = q_j^2 \xi_j \delta(\xi_j - x) \quad (1.25)$$

$$F_1(x, Q^2, \xi_j) = 1/2 q_j^2 \delta(\xi_j - x) \quad (1.26)$$

worin q_j die elektrische Ladung des Partons ist. Für Spin-0-Partonen ist analog

$$F_2^0(x, Q^2, \xi_j) = q_j^2 \xi_j \delta(\xi_j - x) \quad (1.27)$$

$$F_1^0(x, Q^2, \xi_j) = 0 \quad (1.28)$$

Die Strukturfunktionen des Nukleons erhält man daraus durch inkohärente Summation über die Strukturfunktionen der Partonen, wobei mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung $f_j(\xi)$ für den Partialimpuls des Partons j unter der Annahme von Additivität

$$f_j(\xi) = f(\xi_j) \quad (1.29)$$

zu gewichten ist. Für Spin-1/2-Partonen ist

$$\begin{aligned} F_2(x, Q^2) &= \sum_j \int_0^1 F_2^j(x, Q^2, \xi) f_j(\xi) d\xi \\ &= x \sum_j q_j^2 f_j(x) \end{aligned} \quad (1.30)$$

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &= \sum_j \int_0^1 F_1^j(x, Q^2, \xi) f_j(\xi) d\xi \\ &= 1/2 \sum_j q_j^2 f_j(x) \end{aligned} \quad (1.31)$$

Aus (1.30) und (1.31) folgt unmittelbar die Callan-Gross-Beziehung für Spin-1/2-Partonen [23]:

$$F_2(x) = 2xF_1(x). \quad (1.32)$$

Die Strukturfunktionen sind also, wie experimentell näherungsweise beobachtet, nur von x abhängig und finden eine einfache Deutung als Summe über die Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktionen für die Partialimpulse der Partonen. Für Spin-0-Partonen ist entsprechend

$$F_2^0(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) \quad (1.33)$$

$$F_1^0(x, Q^2) = 0. \quad (1.34)$$

Die in (1.20) eingeführte Grösse

$$R = \frac{\sigma_l}{\sigma_t} = \frac{F_2(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} [(2Mx)^2/Q^2 + 1] - 1 \quad (1.35)$$

erlaubt damit eine Aussage über den Spin der Partonen. Für Spin-1/2-Partonen wird nach (1.32)

$$R = (2Mx)^2/Q^2 \quad (1.36)$$

und im Bjorken-Grenzfall für hohe Q^2

$$R \rightarrow 0, \quad (1.37)$$

während für Spin-0-Partonen nach (1.33) und (1.34) gilt:

$$R \rightarrow \infty. \quad (1.38)$$

Eine genaue Messung von R ist ausserordentlich schwierig: Schreibt man den Wirkungsquerschnitt (1.23) unter Benutzung von (1.35) in der Form

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left[2(1-y) + \frac{1-R}{2(1+R)} \frac{Q^2}{E^2} + \frac{y^2}{1+R} \right] F_2(x, Q^2) , \quad (1.39)$$

so lässt sich leicht ersehen, dass er nur sehr wenig von R abhängt; eine Messung von R erfordert eine sehr präzise Messung des Wirkungsquerschnitts bei festem x und Q^2 , aber möglichst vielen verschiedenen Strahlenergien. Alle bisherigen Messungen von R sind mit grossen statistischen und systematischen Fehlern behaftet, liegen jedoch durchweg im Bereich von $R = 0$ bis $R = 0.5$ [24-27] und favorisieren damit eindeutig ein Modell mit Spin-1/2-Partonen. Völlig unklar ist z.Zt. auch, in welcher Weise R experimentell von den kinematischen Variablen abhängt. Man bestimmt üblicherweise $F_2(x, Q^2)$ nach (1.39) aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt, indem man für R einen festen Wert annimmt.

Identifiziert man geladene Partonen mit Quarks und schreibt

$$u(x) = f_u(x) \quad (1.40)$$

$$\bar{u}(x) = f_{\bar{u}}(x) \quad (1.41)$$

für das u - (u -) Quark und $\bar{u}$ -Antiquark, und analog für d -, s -, c -, ... Quarks, ist nach (1.30) für Myon-Proton-Streuung:

$$F_2^P(x) = \left(\frac{4}{9}\right)x[u(x)+\bar{u}(x)] + \left(\frac{1}{9}\right)x[d(x)+\bar{d}(x)] \\ + \left(\frac{1}{9}\right)x[s(x)+\bar{s}(x)] + \dots \quad (1.42)$$

und für Myon-Neutron-Streuung wegen $u_p(x) = d_n(x)$, $u_n(x) = d_p(x)$

$$F_2^N(x) = \left(\frac{4}{9}\right)x[d(x)+\bar{d}(x)] + \left(\frac{1}{9}\right)x[u(x)+\bar{u}(x)] \\ + \left(\frac{1}{9}\right)x[s(x)+\bar{s}(x)] + \dots \quad (1.43)$$

Die an einem isoskalaren Target gemessene Strukturfunktion ist damit:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}[F_2^P(x)+F_2^n(x)] &= (\frac{5}{18})x[u(x)+\bar{u}(x)+d(x)+\bar{d}(x)] \\ &+ (\frac{1}{9})x[s(x)+\bar{s}(x)] + \dots \end{aligned} \quad (1.44)$$

Die phänomenologische Form der Verteilungsfunktionen lässt sich am genauesten aus Neutrino-Streudaten ermitteln [28]. Im kinematischen Bereich der Messung, die in dieser Arbeit beschrieben ist ($x > 0.2$), wird die Strukturfunktion völlig von den Valenzquarkverteilungen u und d dominiert.

1.2 ELEKTROSCHWACHE INTERFERENZEFFEKTE IN DER MYON-QUARK-STREUUNG

Es kann heute als weitgehend gesichert angesehen werden, dass die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung von vereinheitlichten Feldtheorien des $SU(2) \otimes U(1)$ -Typs vollständig beschrieben werden. Zwar ist mehrfach darauf hingewiesen worden, dass die geladenen und besonders die neutralen schwachen Ströme nur in einem Teil der denkbaren Reaktionskanäle experimentell zugänglich sind und von diesen bisher nur ein Teil auch wirklich untersucht worden ist [33,34]; noch weniger sind bisher die theoretischen Vorhersagen für den Bereich hoher Energien (genauer: bei Viererimpulsüberträgen von der Grössenordnung der $(\text{Masse})^2$ der schweren Eichbosonen der Theorie) experimentell abgesichert. Alle bisherigen experimentellen Resultate fügen sich jedoch widerspruchsfrei in das theoretische Bild, insbesondere in das "minimale" Modell von Glashow, Salam und Weinberg (GSW) [29-32]. Diese Theorie enthält als einzigen freien Parameter den Mischungswinkel zwischen dem elektromagnetischen und dem schwachen neutralen Strom, den "Weinberg-Winkel" Θ_W .

In globaler Form werden die an den neutralen Strom koppelnden Quarks und Leptonen und ihre Reaktionskanäle häufig in der Sakurai-Pyramide dargestellt (Abb. 3). Bisher am genauesten untersucht ist die Neutrino-Quark-Streuung dank zahlreicher Neutrino-Streuexperimente im Fermilab und im CERN; in der Elektron-Quark-Streuung wurde der neutrale Strom durch die Messung der Paritätsverletzung in der tiefinelastischen Elektron-Deuteron-Streuung am SLAC und in mehreren Messungen der Paritätsverletzung in atomphysikalischen Experimenten nachgewiesen. Experimente zur Neutrino-Elektron-Streuung und zur Untersuchung der Elektron-Myon-Kopplung (Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Experimenten bei PETRA und PEP) dauern noch an, haben aber mit ihren bisherigen Resultaten die GSW-Vorhersagen in allen Einzelheiten bestätigt.

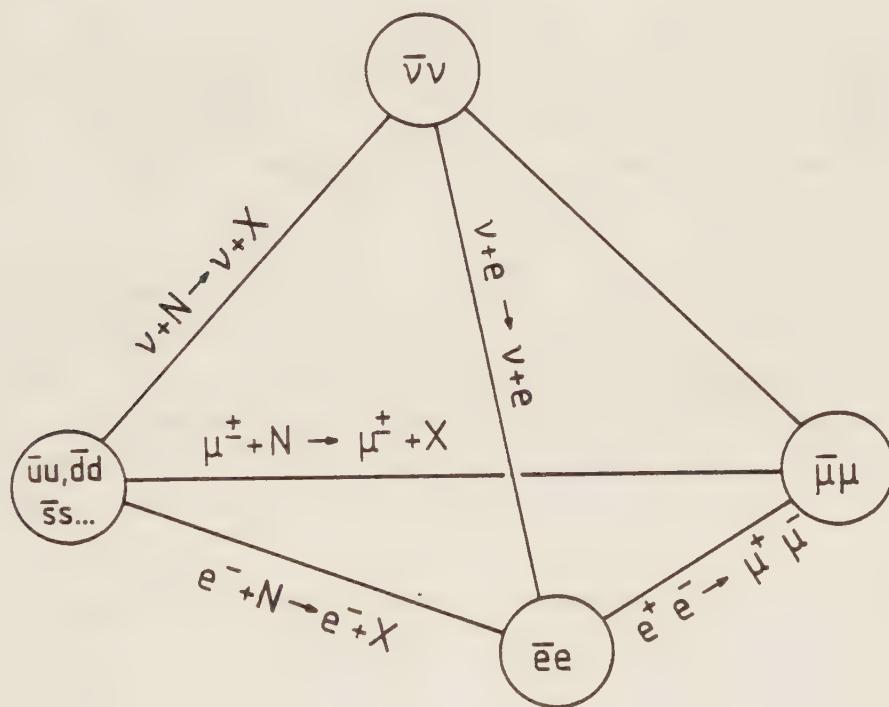


Abbildung 3: Sakurai-Pyramide der neutralen Ströme

In der Myon-Quark-Streuung wurde der neutrale schwache Strom im hier beschriebenen Experiment zum ersten Mal untersucht. Zwar dominiert zwischen geladenen Leptonen und Quarks der Ein-Photon-Austausch, jedoch wirkt sich bei hohen Viererimpulsüberträgen Q^2 der Propagatoreffekt aus: für eine gegebene Strahlenergie fällt der elektromagnetische Wirkungsquerschnitt wie $1/Q^4$ ab, der schwache neutrale Anteil hingegen - wie der Neutrino-Streuquerschnitt - wie $1/(M_Z^2 + Q^2)^2$, worin $M_Z \approx 89 \text{ GeV (s.u.)}$ die Masse des Z^0 -Bosons ist, des neutralen Austauschteilchens der schwachen Wechselwirkung. Bei den derzeitigen Beschleunigerenergien ist $Q^2 \ll M_Z^2$, so dass der relative Beitrag des neutralen Stromes mit Q^2 anwächst; bei $Q^2 \approx 100 \text{ GeV}^2$ ist er von der Grössenordnung 1%. Er manifestiert sich in der Interferenz zwischen Photon- und Z^0 -Austausch (Abb. 4).

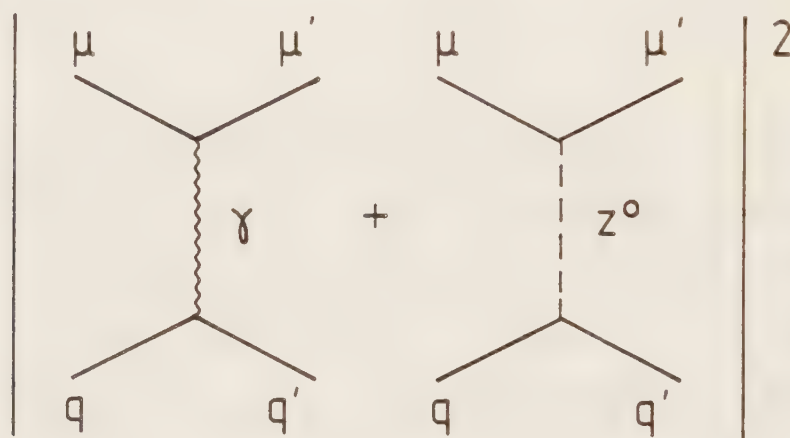


Abbildung 4: Amplitude von Photon- und Z^0 -Austausch

Grösse und Vorzeichen des Interferenzterms lassen sich mit experimentell wählbaren Parametern steuern (z.B. Ladungsvorzeichen und Polarisation des Strahls oder Target-Material); nachzuweisen ist er daher

am einfachsten als Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte unter zwei (oder mehr) unterschiedlichen experimentellen Bedingungen. Grundsätzlich lässt sich eine Vielzahl solcher Asymmetrien definieren und berechnen [50], die unterschiedliche experimentelle (systematische Fehler) und konzeptuelle (Strahlungskorrekturen, vgl. Abschnitt 1.3) Vor- und Nachteile aufweisen und unterschiedliche Bereiche der Theorie (genauer: unterschiedliche Terme der elektroschwachen Lagrange-Funktion) testen. Für dieses Experiment wurde die Asymmetrie unter "Strahlkonjugation", d. h. gleichzeitiger Umkehr von elektrischer Ladung und Polarisation λ des Myonstrahls gewählt:

$$B = \frac{\sigma^*(-\lambda) - \sigma^*(+\lambda)}{\sigma^*(-\lambda) + \sigma^*(+\lambda)} \quad (\lambda > 0) \quad (1.45)$$

Die Wahl des Vorzeichens der Polarisation ist experimentell motiviert (vgl. Kap. 2.1.3). Diese Asymmetrie hängt jedoch, wie sich herausstellen wird, nur sehr schwach von der Polarisation ab und wird daher im folgenden einfach als Ladungsasymmetrie (oder als B-Asymmetrie) bezeichnet.

Die folgenden Abschnitte geben zunächst einen kurzen Überblick über das $SU(2) \otimes U(1)$ -Modell, der sich auf einige der zahlreichen Einführungen in die Theorie [36-40] und neuere Übersichtsartikel über die Phänomenologie und experimentelle Resultate [35,41-46] stützt. Die Darstellung beschränkt sich auf phänomenologische Aspekte, die für die Berechnung der Asymmetrie (1.45) von Bedeutung sind.

1.2.1 Das $SU(2) \otimes U(1)$ -Modell der elektroschwachen Wechselwirkung

Die vereinheitlichte Theorie der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung ist eine nichtabelsche, lokal eichinvariante Feldtheorie. Sie geht aus von der Einteilung der linkshändigen Komponenten der Wellenfunktionen von Quarks und Leptonen in Dubletts eines "schwachen Isospins" I :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \quad \dots \quad (1.46)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \quad \dots \quad (1.47)$$

Die $SU(2)$ -Symmetrie dieses Teils des Modells bestimmt bis auf die Kopplungskonstante die schwachen Kopplungen der Fermionen. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird über eine "schwache Hyperladung" Y mit $U(1)$ -Symmetrie in die Theorie eingeführt, für welche die Gell-Mann-Nishijima-Relation gilt:

$$q = Y + I_3 \quad (1.48)$$

Darin ist q die elektrische Ladung (in Einheiten der Elementarladung) und I_3 die dritte Komponente des schwachen Isospins. Der Eichgruppe $SU(2)$ entspricht ein Eichfeld aus 3 masselosen Vektorbosonen W^+ , W^- , W^0 mit der Kopplungskonstanten g und der Gruppe $U(1)$ das Feld eines ebenfalls masselosen, elektrisch neutralen Bosons B^0 mit Kopplungskonstante g' .

Das B^0 liesse sich intuitiv mit dem Photon identifizieren, jedoch ergibt sich so insgesamt noch keine physikalische Theorie: Die W -Bosonen müssen wegen der Kurzreichweitigkeit der schwachen Wechselwirkung eine endliche Masse annehmen. Diese erhalten sie durch den Higgs-Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung [47] der Eichfelder W und B , der die Renormalisierbarkeit der Theorie erhält [48] und aus dem Photon und Z^0 als gemischte Felder hervorgehen:

$$\gamma = \cos\Theta_W B^0 + \sin\Theta_W W^0$$

$$Z^0 = -\sin\Theta_W B^0 + \cos\Theta_W W^0 \quad (1.49)$$

mit

$$\tan\Theta_W = g'/g$$

$$\sin\Theta_W = g'/\sqrt{g^2+g'^2}$$

$$\cos\Theta_W = g/\sqrt{g^2+g'^2} \quad (1.50)$$

Die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung, die Fermi-Konstante $G = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}$, ist mit der elektrischen Ladung $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ verknüpft durch

$$e = g \cdot \sin\Theta_W \quad (1.51)$$

$$G/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2, \quad (1.52)$$

und zwischen den Massen der $W^\pm$ - und Z^0 -Bosonen gilt die Weinberg-Relation²

² Allgemeiner gilt

$$M_W^2 = \rho \cdot M_Z^2 \cos^2\Theta_W ;$$

der Parameter ρ ist in der Theorie mit der Multipllettstruktur des zur spontanen Symmetriebrechung eingeführten Higgs-Feldes verknüpft, die a priori unbestimmt ist. Er beschreibt die relative Stärke von neutralem und geladenem schwachen Strom und ist daher in der Neutrino-Nukleon-Streuung messbar; experimentell ist $\rho = 1.002 \pm 0.015$ [41]. $\rho = 1$ entspricht einer minimalen Dublettstruktur des Higgs-Feldes.

$$M_W = M_Z \cos \Theta_W. \quad (1.53)$$

Ein gemeinsamer Fit an alle publizierten experimentellen Daten ergibt als z.Zt. besten Wert³ für den Weinberg-Winkel [41]

$$\sin^2 \Theta_W = 0.233 \pm 0.009, \quad (1.54)$$

so dass die Vorhersagen für die $W^\pm$ - und Z^0 -Massen lauten:

$$M_W = 78 \text{ GeV}$$

$$M_Z = 89 \text{ GeV}. \quad (1.55)$$

Schliesslich sei noch die Lagrange-Funktion der elektroschwachen Wechselwirkung eingeführt. Der schwache neutrale Strom J_m^3 wird im $SU(2) \otimes U(1)$ -Modell um den elektromagnetischen Strom $J_m^{\text{em}} = q_f \bar{\psi} \gamma_m \psi$ (q_f sei die Ladung, ψ das Feld des jeweiligen Fermions) erweitert:

$$J_m^0 = J_m^3 - \sin^2 \Theta_W J_m^{\text{em}}, \quad (1.56)$$

und die effektive Lagrange-Funktion der Wechselwirkung durch neutrale Ströme ist

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^0 = (4G/\sqrt{2}) \cdot (J_m^3 - \sin^2 \Theta_W J_m^{\text{em}})^2, \quad (1.57)$$

d.h. im speziellen Fall der Myon-Quark-Streuung

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^0 = (4G/\sqrt{2}) \cdot (J_m^3 - \sin^2 \Theta_W J_m^{\text{em}})_\mu (J_m^3 - \sin^2 \Theta_W J_m^{\text{em}})_q. \quad (1.58)$$

Im einzelnen hängt die Form der Ströme und der Lagrange-Funktion von Annahmen über die Multipllettstruktur des schwachen Isospins der Fermionen ab.

³ Zu Strahlungskorrekturen zum Weinberg-Winkel siehe [42,43].

1.2.2 Schwache Kopplungen der Quarks und Leptonen

Der schwache neutrale Strom J_m^3 in (1.56) hat bei V,A-Struktur die Form

$$J_m^3 = \sum_i \bar{\psi}_i \gamma_m \left[\frac{1}{2}(1+\gamma_5) l_{3L}^i + \frac{1}{2}(1-\gamma_5) l_{3R}^i \right] \psi_i, \quad (1.59)$$

wobei über alle Fermionen (Quarks und Leptonen) summiert wird; ψ_i ist das Feld des Fermions i und l_{3L} bzw. l_{3R} sind die dritten Isospin-Komponenten der links- bzw. rechtshändigen Anteile des jeweiligen Teilchens. Dieser Strom enthält keine Mischterme zwischen verschiedenen Quarks, da im Modell der schwachen Kopplungen der Quarks von Glashow, Iliopoulos und Maiani [32] (GIM-Mechanismus) neutrale Ströme, die den Quark-flavour ändern, nicht erlaubt sind⁴. Der schwache Strom der Myonen ist dann

$$J_m^0(\mu) = \frac{1}{2}(\bar{\nu}_\mu \gamma_m \mu + a_\mu \bar{\nu}_\mu \gamma_m \gamma_5 \mu), \quad (1.60)$$

der Strom der up- und down-Quarks (die Verallgemeinerung auf mehr Quarks ist trivial)

$$J_m^0(u,d) = \frac{1}{2}(\bar{u}_u \gamma_m u + \bar{u}_d \gamma_m d + a_u \bar{u}_u \gamma_m \gamma_5 u + a_d \bar{u}_d \gamma_m \gamma_5 d) \quad (1.61)$$

⁴ Im folgenden steht primär an Stelle des d-Quarks das Cabibbo-transformierte Quark

$$d_c = d \cdot \cos \Theta_c + s \cdot \sin \Theta_c$$

usw. (Θ_c ist der Cabibbo-Winkel). Die hier benutzte Schreibweise ist jedoch in der Theorie durch die Unitarität der GIM-Matrix bzw. ihrer Erweiterung auf b- und t-Quarks, der Kobayashi-Maskawa-Matrix [49], gerechtfertigt.

und die Lagrange-Funktion der Myon-Quark-Wechselwirkung (1.58) wird

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}}^0 = (G/\sqrt{2}) [& a_\mu \bar{\psi}_\mu \gamma_5 \mu (v_u \bar{u} \gamma_\mu u + v_d \bar{d} \gamma_\mu d + a_u \bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u + a_d \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d) \\ & + v_\mu \bar{\psi}_\mu \gamma_\mu \mu (v_u \bar{u} \gamma_\mu u + v_d \bar{d} \gamma_\mu d + a_u \bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u + a_d \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d)] \quad (1.62) \end{aligned}$$

mit den Fermion-Kopplungen:

$$v_f = I_{3L}^f + I_{3R}^f - 2q_f \sin^2 \Theta_w \quad (1.63)$$

$$a_f = I_{3L}^f - I_{3R}^f \quad (1.64)$$

Die linkshändigen Isospin-Komponenten I_{3L} sind für alle Quarks und Leptonen durch die Dublettstruktur (1.46), (1.47) festgelegt, die von der Helizität der Neutrinos motiviert ist. Über I_{3R} , also über die Multipletstruktur der rechtshändigen Fermion-Komponenten, macht das $SU(2) \otimes U(1)$ -Modell keine Aussage. Im minimalen GSW-Modell sind alle rechtshändigen Fermionen Singulets⁵ und daher alle $I_{3R} = 0$. Experimentell sind sie für das u- und d-Quark (wie auch für das Elektron) mit Null verträglich [41], während für das Myon I_{3R} vor Beginn der hier beschriebenen Messung unbekannt war [51]. In erweiterten Modellen tritt das rechtshändige Myon in Multipletts mit schweren Myonen auf, im einfachsten Fall in einem Dublett mit einem schweren neutralen Myon M^0 , und es ist $I_{3R} \neq 0$. Im einzelnen sind die schwachen Kopplungen des Myons und der Quarks aus Tabelle 1 zu ersehen.

Für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten (vgl. den nächsten Abschnitt) sind die analog zur elektrischen Ladung konstruierten links- und rechtshändigen schwachen Ladungen q_L^f und q_R^f der Fermionen vorteilhafter. Sie folgen aus der Struktur des Stromes (1.56) und sind, in Einheiten der elektrischen Elementarladung e (vgl.

⁵ Das minimale Modell wird daher auch häufig mit $SU(2)_L \otimes U(1)$ bezeichnet.

TABELLE 1

Schwache Kopplungen und Ladungen des Myons und der Quarks

	SU(2)⊗U(1) (allgemein)	GSW (minimal)
v_μ	$-1/2 + I_{3R} + 2\sin^2\Theta_W$	$-1/2 + 2\sin^2\Theta_W$
a_μ	$-1/2 - I_{3R}$	$-1/2$
q_L^μ	$f_W \cdot (-1/2 + \sin^2\Theta_W)$	$f_W \cdot (-1/2 + \sin^2\Theta_W)$
q_R^μ	$f_W \cdot (I_{3R} + \sin^2\Theta_W)$	$f_W \cdot \sin^2\Theta_W$
v_u	$1/2 + I_{3R} - 4/3 \cdot \sin^2\Theta_W$	$1/2 - 4/3 \cdot \sin^2\Theta_W$
a_u	$1/2 - I_{3R}$	$1/2$
q_L^u	$f_W \cdot (1/2 - 2/3 \cdot \sin^2\Theta_W)$	$f_W \cdot (1/2 - 2/3 \cdot \sin^2\Theta_W)$
q_R^u	$f_W \cdot (I_{3R} - 2/3 \cdot \sin^2\Theta_W)$	$-2/3 \cdot f_W \cdot \sin^2\Theta_W$
v_d	$-1/2 + I_{3R} + 2/3 \cdot \sin^2\Theta_W$	$-1/2 + 2/3 \cdot \sin^2\Theta_W$
a_d	$-1/2 - I_{3R}$	$-1/2$
q_L^d	$f_W \cdot (-1/2 + 1/3 \cdot \sin^2\Theta_W)$	$f_W \cdot (-1/2 + 1/3 \cdot \sin^2\Theta_W)$
q_R^d	$f_W \cdot (I_{3R} + 1/3 \cdot \sin^2\Theta_W)$	$1/3 \cdot f_W \cdot \sin^2\Theta_W$
$f_W = 1/(\cos\Theta_W \cdot \sin\Theta_W)$		

(1.51)-(1.53)):

$$\begin{aligned}
 q_L^f &= (I_{3L}^f - q_f \sin^2\Theta_W) / (\sin\Theta_W \cdot \cos\Theta_W) \\
 &= (v_f + a_f) / (\sin\Theta_W \cdot \cos\Theta_W)
 \end{aligned}
 \tag{1.65}$$

$$\begin{aligned}
q_R^f &= (l_{3R}^f - q_f \sin^2 \Theta_W) / (\sin \Theta_W \cdot \cos \Theta_W) \\
&= (v_f - a_f) / (\sin \Theta_W \cdot \cos \Theta_W)
\end{aligned}
\tag{1.66}$$

Im einzelnen sind diese Ladungen ebenfalls aus Tabelle 1 ersichtlich.

1.2.3 Berechnung der Ladungsasymmetrie

Die Möglichkeit, den schwachen neutralen Strom in der tiefinelastischen Elektron- und Myon-Streuung durch die Messung von Asymmetrien vom Typ (1.45) zu testen, ist schon früh erkannt worden, noch vor dem ersten experimentellen Nachweis der neutralen Ströme überhaupt. Berechnungen dieser Asymmetrien im GSW-Modell existieren von zahlreichen Autoren [55-58]; die hier skizzierte Rechnung folgt dem Ansatz von Cahn und Gilman [59].

Für die Asymmetrie (1.45) werden nur die Faktoren in den Myon-Quark-Streuquerschnitten benötigt, die für die vier möglichen Helizitätszustände verschieden sind. Dies sind die Beiträge der schwachen Ladungen (1.65), (1.66) und der Propagatoren ($1/Q^2$ für das Photon, $1/(M_Z^2 + Q^2)$ für das Z^0) zu den Streuamplituden sowie ein kinematischer Faktor: Links- bzw. rechtshändige Myonen streuen an Quarks gleicher Helizität mit einer isotropen Winkelverteilung im Schwerpunktsystem, an Quarks entgegengesetzter Helizität hingegen mit einer Verteilung

$$d\sigma/d\theta^* \propto (1 + \cos \theta^*)^2 / 4 \tag{1.67}$$

(θ^* sei hier der Streuwinkel im Schwerpunktsystem), der im Laborsystem eine Verteilung

$$d\sigma/dy \propto (1-y)^2 \tag{1.68}$$

entspricht. Die Streuamplituden von γ - und Z^0 -Austausch (bei gegebenen Helizitäten) addieren sich kohärent, die der verschiedenen Helizitätszustände hingegen inkohärent, da V- und A-Wechselwirkung die Helizität erhalten. Damit ist für die Streuung rechtshändiger Myonen an rechtshändigen Quarks (i sei hier der Quarkindex)

$$\sigma_{RR} \propto |q_\mu q_i / Q^2 + q_R^\mu q_R^i / (Q^2 + M_Z^2)|^2 \quad (1.69)$$

Vernachlässigt man Q^2 gegen M_Z^2 im Z^0 -Propagator und behält nur Terme erster Ordnung in den schwachen Ladungen, ist

$$\sigma_{RR} \propto q_\mu^2 q_i^2 / Q^4 + 2q_\mu q_i q_R^\mu q_R^i / Q^2 M_Z^2 \quad (1.70)$$

Ähnlich ist für die anderen Helizitätszustände des Myon-Quark-Systems, unter Beachtung von (1.68):

$$\sigma_{LR} \propto [q_\mu^2 q_i^2 / Q^4 + 2q_\mu q_i q_L^\mu q_R^i / Q^2 M_Z^2] (1-y)^2 \quad (1.71)$$

$$\sigma_{LL} \propto q_\mu^2 q_i^2 / Q^4 + 2q_\mu q_i q_L^\mu q_L^i / Q^2 M_Z^2 \quad (1.72)$$

$$\sigma_{RL} \propto [q_\mu^2 q_i^2 / Q^4 + 2q_\mu q_i q_R^\mu q_L^i / Q^2 M_Z^2] (1-y)^2 \quad (1.73)$$

Die Berechnung der Myon-Nukleon-Wirkungsquerschnitte ist am einfachsten, wenn man ein isoskalares Target - also gleiche Zahl von u- und d-Quarks - voraussetzt und sich auf eine Valenzquarknäherung beschränkt. In diesem Fall ist einfach, z.B. für linkshändige μ_L^+ :

$$\sigma(\mu_L^+ N) = \sigma(\mu_L^+ u_L) + \sigma(\mu_L^+ u_R) + \sigma(\mu_L^+ d_L) + \sigma(\mu_L^+ d_R) \quad (1.74)$$

Mit der Polarisierung (N_L und N_R sei die Anzahl links- und rechtshändiger Myonen)

$$\lambda = (N_L - N_R) / (N_L + N_R) \quad (1.75)$$

ist der über die Helizitätszustände gemittelte Wirkungsquerschnitt

$$\sigma^+(\lambda) = \frac{1}{2}(1+\lambda)\sigma(\mu^+_L N) + \frac{1}{2}(1-\lambda)\sigma(\mu^+_R N) \quad (1.76)$$

und entsprechend für negative Myonen ($-\lambda^+ = \lambda^- = \lambda$)

$$\sigma^-(\lambda) = \frac{1}{2}(1-\lambda)\sigma(\mu^-_L N) + \frac{1}{2}(1+\lambda)\sigma(\mu^-_R N) . \quad (1.77)$$

Aus (1.70)-(1.73), (1.76) und (1.77) folgt die Asymmetrie B (1.45) durch rein arithmetische Rechnung unter Beachtung von $q_L^{f^+} = -q_L^{f^-}$, $q_R^{f^+} = -q_R^{f^-}$ (im folgenden sei $\mu := \mu^-$):

$$B = -[(q_L^\mu - q_R^\mu) - \lambda(q_L^\mu + q_R^\mu)] \cdot (e/s)[(q_L^d - q_R^d) - 2(q_L^u - q_R^u)] .$$

$$\cdot \frac{Q^2}{M_Z^2} \cdot \frac{1-(1-\gamma)^2}{1+(1-\gamma)^2} \quad (1.78)$$

Mit den schwachen Kopplungen v_f und a_f (vgl. (1.65) und (1.66) und den Abkürzungen

$$\begin{aligned} \kappa &= (4\sin^2\Theta_W \cdot \cos^2\Theta_W M_Z^2)^{-1} \\ &= (G/\sqrt{2}) \cdot (1/2\pi\alpha) \\ &= 1.79 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-2} \end{aligned} \quad (1.79)$$

(vgl. (1.51)-(1.53)) und

$$g(\gamma) = \frac{1-(1-\gamma)^2}{1+(1-\gamma)^2} \quad (1.80)$$

wird schliesslich

$$B = -\kappa(a_\mu - \lambda v_\mu) \cdot (e/s)(a_d - 2a_u) \cdot g(\gamma)Q^2 . \quad (1.81)$$

Mit den Kopplungen des minimalen Modells (Tabelle 1) ist $B < 0$. Diese einfache analytische Form und die lineare Abhängigkeit der Asymmetrie von einer einzigen kinematischen Variablen $g(y)Q^2$ folgen aus der Annahme eines isoskalaren Targets und der Valenzquarknäherung. Für ein beliebiges Target sind die Myon-Quark-Streuquerschnitte in (1.74) mit den Quarkverteilungsfunktionen (1.40) zu gewichten, und in (1.81) treten explizit Strukturfunktionen, also eine zusätzliche x -Abhängigkeit auf. Gibt man die Valenzquarknäherung auf, tritt an die Stelle des Quarkkopplungsterms $(e/s) \cdot (a_d - 2a_u)$ ein Verhältnis von zwei Strukturfunktionen, $-xG_3(x)/F_2(x)$, wobei

$$-xG_3(x) = 2x \sum_i a_i q_i [f_i(x) - \bar{f}_i(x)] \quad (1.82)$$

eine neuartige, nur in dieser Art von Messung auftretende "Interferenz-Strukturfunktion" ist [50].

Im minimalen GSW-Modell ist die Myon-Vektorkopplung $v_\mu = -1/2 + 2\sin^2\Theta_W \approx 0$ (vgl. Tabelle 1). Die Asymmetrie (1.81) ist daher nahezu unabhängig von der Polarisation; sie enthält fast nur Axialvektor-Axialvektor-Kopplungen und ist im wesentlichen paritätserhaltend. Darin kontrastiert sie zur A-Asymmetrie, die in einem berühmt gewordenen SLAC-Experiment in der tiefinelastischen Elektron-Deuteron-Streuung gemessen wurde [60]:

$$A^- = \frac{\sigma^-(+\lambda) - \sigma^-(-\lambda)}{\sigma^-(+\lambda) + \sigma^-(-\lambda)} \quad (1.83)$$

Mit den gleichen Annahmen wie oben ist diese Asymmetrie [59,50]:

$$A^- = -(e/s)\kappa\lambda[v_\mu(a_d - 2a_u)g(y) - a_\mu(2v_u - v_d)]Q^2 \quad (1.84)$$

und enthält damit nur paritätsverletzende V-A-Beiträge. Die Messung der B-Asymmetrie ergänzt daher das SLAC-Experiment nicht nur als Test der Elektron-Myon-Universalität.

1.3 ELEKTROMAGNETISCHE UND ELEKTROSCHWACHE PROZESSE HÖHERER ORDNUNG

In den bisherigen Kapiteln ist der tiefinelastische Wirkungsquerschnitt nur in der Ein-Photon- bzw. Ein- Z^0 -Näherung betrachtet worden. Zu den tatsächlichen Wirkungsquerschnitten trägt eine Vielzahl elektromagnetischer und elektroschwacher Effekte höherer Ordnung bei - meist als "Strahlungskorrekturen" ("radiative corrections") bezeichnet - die in bestimmten kinematischen Bereichen (kleine Q^2 , grosse y) grösser als 10% werden können [61,62]. Schon elektromagnetische Effekte höherer Ordnung bewirken durch Interferenz mit dem Ein-Photon-Austausch eine Asymmetrie ähnlich (1.45). Der grösste Beitrag kommt von Interferenz mit Zwei-Photon-Austausch (Abb. 5) und zwischen Myon- und Quark-Bremsstrahlung; eine Rechnung ähnlich der im vorigen Abschnitt zeigt, dass die Asymmetrie aus diesen Prozessen ein positives Vorzeichen hat und daher die elektroschwache Asymmetrie teilweise kompensiert.

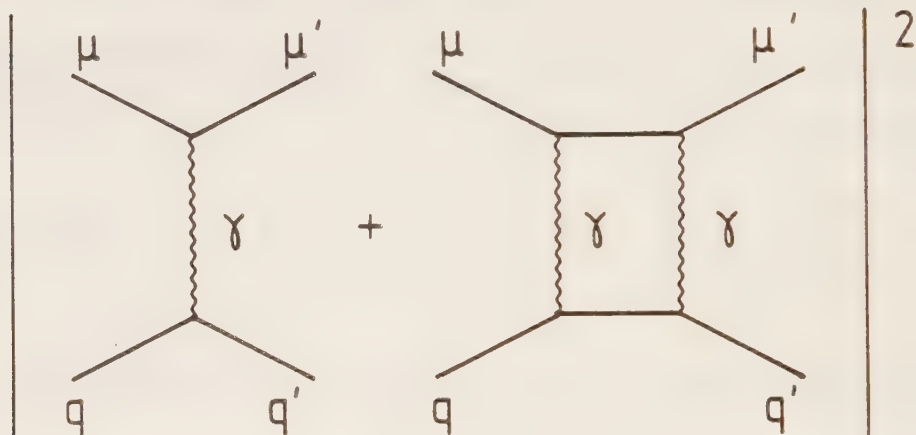


Abbildung 5: Amplitude von Ein- und Zwei-Photon-Austausch

Die Strahlungskorrekturen zur B-Asymmetrie machen im Mittel etwa 30% aus (vgl. den folgenden Abschnitt). Für die Korrektur der experimentellen Daten wurde eine Näherung benutzt, die γ -, Z^0 -, $W^\pm$ - und Higgs-Meson-Austausch in einer Ein-Schleifen-Näherung einschliesst und in Ref. [63,64] ausführlich dokumentiert ist; eine zusammenfassende Darstellung ist in Ref. [65] zu finden. Abb. 6 vermittelt einen mehr qualitativen Eindruck von der Komplexität der Rechnungen.

Da diese Berechnungen für die hadronischen Vertices das Quark-Parton-Modell benutzen, sind sie selbst mit Unsicherheiten behaftet; insbesondere ist die Gültigkeit des naiven Parton-Modells für den Zwei-Photonen- (bzw. Zwei- Z^0 -, Zwei- $W^\pm$ -, ...) Vertex (Graphen vom Typ 21, 23, 38 usw. in Abb. 6) nicht gesichert. Bei Skaleninvarianz der Strukturfunktionen sollten auch die Strahlungskorrekturen skaleninvariant sein und lassen sich daher, setzt man die Gültigkeit des GSW-Modells voraus, durch Messung der Asymmetrie bei zwei verschiedenen Strahlenergien experimentell bestimmen. Obwohl die B-Asymmetrie im gleichen Experiment auch bei 120 GeV Strahlenergie gemessen worden ist, wurde dieser Weg nicht explizit beschritten, da die statistische Genauigkeit der Daten dafür nicht ausreicht; die Resultate sind aber innerhalb der Fehler mit Skaleninvarianz der Strahlungskorrekturen verträglich (vgl. Kap. 6.8).

1.4 EXPERIMENTELLE VORHERSAGEN

Aus (1.81) folgt mit den Kopplungen des minimalen GSW-Modells (vgl. Tabelle 1), $\sin^2\Theta_W = 0.23$ und einer Strahlpolarisation $\lambda = 0.81$ (vgl. Kap. 2.1.3) für die Asymmetrie in niedrigster Ordnung:

$$B = -0.151 \cdot 10^{-3} g(y) Q^2 / \text{GeV}^2 \quad (1.85)$$

Diese Asymmetrie ist in Abb. 7 mit der Asymmetrie aus Strahlungskorrekturen B_{sk} verglichen, die mit einem in Kap. 6.2 und 6.4 beschriebenen Monte-Carlo-Verfahren berechnet wurde und, anders als die Asymmetrie (1.81), von der Akzeptanz des Detektors und kinematischen Schnitten abhängt. Experimentell messbar ist

$$B_{exp} = B + B_{sk} ; \quad (1.86)$$

in der Auswertung wird jedoch durchweg die korrigierte Asymmetrie $B = B_{exp} - B_{sk}$ betrachtet, da so der Vergleich mit der Vorhersage (1.85) am einfachsten ist. Die Variable

$$g(y) Q^2 = \frac{1 - (1-y)^2}{1 + (1-y)^2} \cdot Q^2, \quad (1.87)$$

und die "differentielle Asymmetrie"

$$b = -\kappa(a_\mu - \lambda v_\mu) \cdot (s/s) (a_d - 2a_u) , \quad (1.88)$$

im minimalen Modell also wieder

$$b = -0.151 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2} \quad (1.89)$$

werden aus dem gleichen Grund in der Auswertung eine zentrale Rolle spielen.

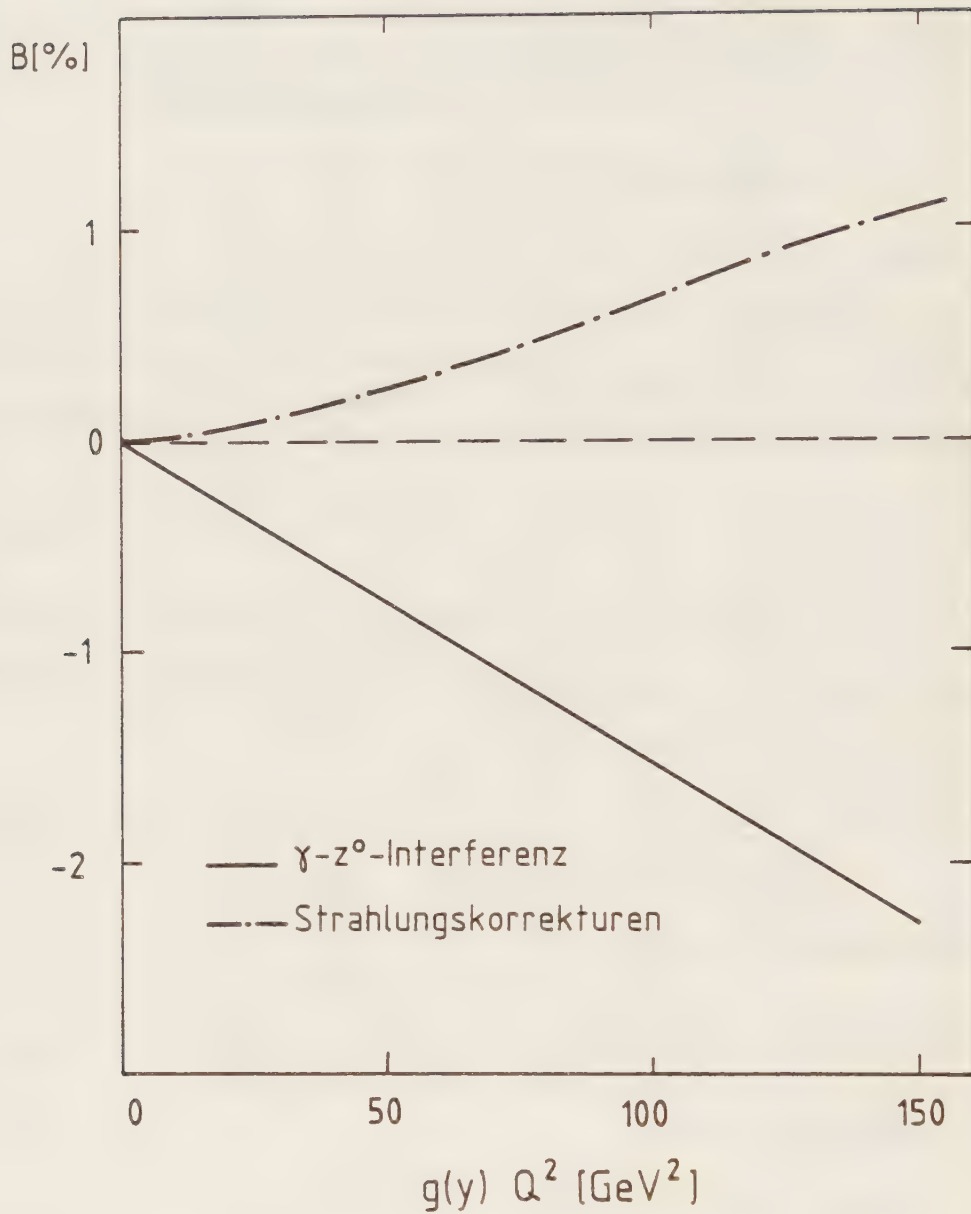


Abbildung 7: Ladungsasymmetrie aus γ - Z^0 -Interferenz und Strahlungskorrekturen

Der Vollständigkeit seien noch die über den kinematischen Bereich der Messung integrierten Asymmetrien erwähnt. Sie wurden durch Monte-Carlo-Integration bestimmt und sind im einzelnen (u und v seien beliebige unabhängige Variable):

$$\frac{\iint [d^2\sigma^+/dudv - d^2\sigma^-/dudv]dudv}{\iint [d^2\sigma^+/dudv + d^2\sigma^-/dudv]dudv} = -6.03 \cdot 10^{-3}$$

$$\frac{\iint [d^2\sigma_{sk}^+/dudv - d^2\sigma_{sk}^-/dudv]dudv}{\iint [d^2\sigma_{sk}^+/dudv + d^2\sigma_{sk}^-/dudv]dudv} = 2.03 \cdot 10^{-3} \quad (1.90)$$

Der messbare Effekt ist also

$$\frac{\iint [d^2\sigma_{exp}^+/dudv - d^2\sigma_{exp}^-/dudv]dudv}{\iint [d^2\sigma_{exp}^+/dudv + d^2\sigma_{exp}^-/dudv]dudv} = -4.00 \cdot 10^{-3} \quad (1.91)$$

Die Integrale sind hier nur symbolisch zu verstehen, da sie Akzeptanz und Auflösungsvermögen des Spektrometers beinhalten (vgl. Kap. 6.2).

Kapitel 2

APPARAT UND DATENNAHME

2.1 DER CERN-SPS-MYONENSTRAHL

Das Experiment NA4 ist in der Experimentierhalle EHN2 im Nordgelände des CERN-Super-Protonen-Synchrotrons (SPS) installiert (Abb. 8).

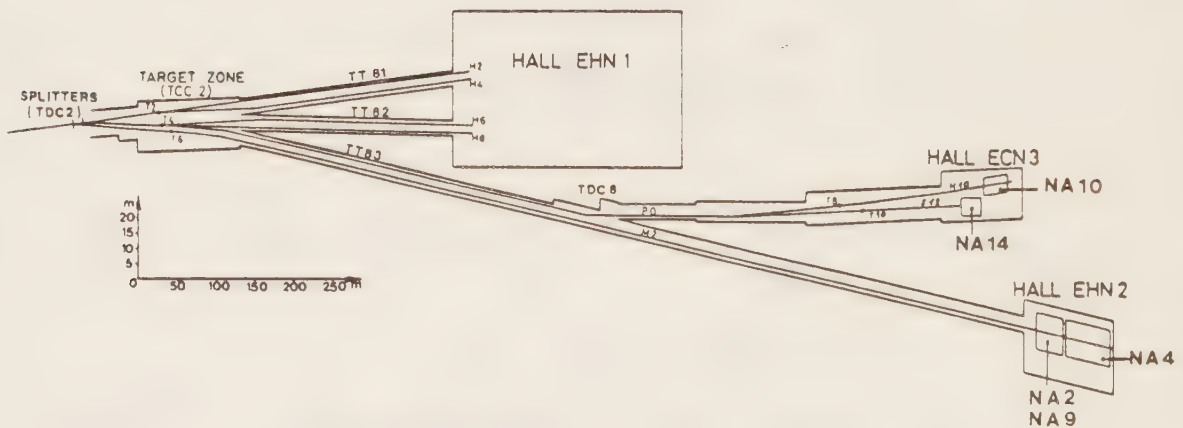


Abbildung 8: Das Experimentiergelände

Der aus dem SPS ausgelenkte Protonenstrahl wird zunächst in mehrere Teilstrahlen aufgespalten, die in verschiedene Sekundärstrahlen für eine Vielzahl von Experimenten im Nordgelände umgewandelt werden. Einer dieser Teilstrahlen trifft in etwa 1 km Entfernung von der Auslenkung auf ein Target, an dem der eigentliche Myonenstrahl beginnt: durch Zerfall von Pionen und Kaonen im Flug wandelt sich der sekundäre Hadronenstrahl teilweise in einen Myonenstrahl um. Verbliebene Hadronen werden absorbiert und der Myonenstrahl erreicht, wieder in etwa 1 km Entfernung vom Target, die Experimentierhalle. Dort durchläuft er zunächst Target und Spektrometermagnet des Experimentes NA2 der Europäischen Myon-Kollaboration (EMC) [66,67], bevor er auf das NA4-Target trifft.

Der SPS-Myonenstrahl [68] ist mit einer Länge von etwa 1100 m und insgesamt 50 Ablenkmagneten und Quadrupolen eines der aufwendigsten bisher gebauten Strahltransportsysteme für geladene Teilchen; der hohe apparative Aufwand wird dadurch erforderlich, dass bei Energien von einigen 100 GeV Zerfallswege von einigen 100 m notwendig sind, um einen nennenswerten Anteil der Pionen und Kaonen - in diesem Fall etwa 5% bei 200 GeV Strahlimpuls - zerfallen zu lassen. Wichtigste Eigenschaften des Strahls sind potentiell sehr hohe Intensitäten (bis etwa 10^9 μ /sec, in diesem Experiment etwa $2 \cdot 10^7$ μ /sec), relativ schmale Bandbreite ($\sigma_p/p \approx 5\%$) und die Möglichkeit, den Impuls des ins Experiment einfallenden Strahlmyons mit einer Genauigkeit von $\approx 0.5\%$ zu messen. Das Verhältnis Pion-/Myonimpuls und damit die Polarisation des Myonenstrahls lässt sich über einen weiten Bereich verändern.

Jeder Myonstrahl ist von einem Halo begleitet, bedingt durch π/K -Zerfälle, in denen das Myon unter grossem Winkel im Schwerpunktsystem emittiert wird und nicht in die Akzeptanz der Strahlführungselemente fällt. Der Anteil des Halos an der Gesamtintensität ist quantitativ nicht eindeutig zu beschreiben, da Strahl und Halo kontinuierlich ineinander übergehen und der Halo ein breites Impulsspektrum besitzt, dessen weiche Komponente experimentell nicht unbedingt störend sein muss. Der mit den in Abschnitt 2.2.6 beschriebenen Halozählern gemessene Anteil an der Gesamtintensität ist etwa 10%.

2.1.1 Das Strahlführungssystem

Pionen und Kaonen werden durch Auftreffen des langsam extrahierten Protonenstrahls von 1-2 sec Spilldauer und 400 GeV Strahlimpuls auf ein Berylliumtarget erzeugt; ferngesteuert auswechselbare Targets verschiedener Grösse erlauben eine rasche Veränderung der Strahlintensität entsprechend den Anforderungen der Experimente. Die Strahlungselemente hinter dem Target lassen sich funktionell in 4 Gruppen unterteilen (Abb. 9):

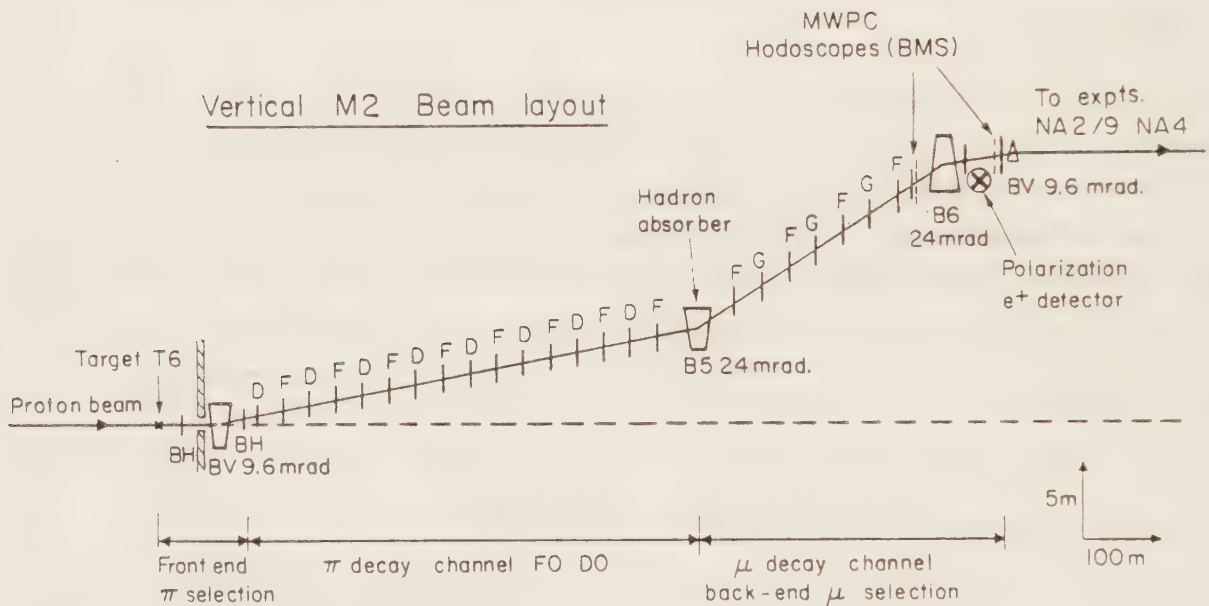


Abbildung 9: Der CERN-SPS-Myonenstrahl M2

1. Hadron-Selektion ("Front End"): 6 Quadrupole unter einem Winkel von 0° zum einfallenden Protonenstrahl fokussieren etwa 50% der erzeugten Sekundärteilchen auf einen Ablenkmagneten mit 18 mrad horizontalem Ablenkwinkel, der Pionen und Kaonen nach Impuls und Ladung analysiert und den verbliebenen Pro-

tonenstrahl aussondert. Dieser Magnet selektiert ein Impulsband von $\Delta p/p \approx 10\%$. Ein nachfolgender vertikaler und ein zweiter horizontaler Ablenkmagnet lenken den Strahl aus der unterirdischen Targethalle in Richtung der Experimentierhalle und kompensieren die Dispersion des ersten Magneten.

2. Zerfallskanal ("FODO"): er nimmt mit etwa 600 m den grössten Anteil an der Strahllänge ein und besteht aus einer regelmässigen Anordnung von abwechselnd fokussierenden und defokussierenden (strong FOCusing-DefOCusing) Quadrupolen grosser Apertur, die so ausgelegt sind, dass sie sowohl den Pionenstrahl als auch alle Zerfallsmyonen im kinematisch erlaubten Impulsbereich $(m(\mu)/m(\pi))^2 \cdot p(\pi) = 0.57 \cdot p(\pi) \leq p(\mu) \leq p(\pi)$ weitertransportieren.
3. Hadron-Absorber: Ein maximal 10 m langer, in der Länge veränderlicher Beryllium-Absorber entfernt die nicht zerfallenen Pionen und Kaonen aus dem Strahl. Das Material wurde gewählt, um Vielfachstreuung so gering wie möglich zu halten. Die berechnete Hadron-Kontamination des Strahls hinter dem Absorber ist $\approx 10^{-6}$, eine gemessene obere Grenze 10^{-5} [67].
4. Anpassung an die Experimente ("Back End"): Ein vertikaler Ablenkmagnet (24 mrad) lenkt den Myonenstrahl aus der Richtung des Pionenstrahls, um den grössten Teil des Halos aus der Strahllinie zu entfernen, und selektiert zusammen mit einer nachfolgenden FODO-Quadrupolanordnung das endgültige Impulsband von $\Delta p/p \approx 5\%$. Ein zweiter vertikaler 24-mrad-Ablenkmagnet korrigiert die Dispersion des vorherigen und dient als Spektrometermagnet zur Messung des Strahlimpulses. Mehrere kleine Ablenkmagnete (Trimm-Magnete) erlauben die exakte Ausrichtung des Strahls auf die experimentellen Targets, während einige entlang des Back End angeordnete magnetische Kollimatoren weitere Halo-Myonen aus der Strahlrichtung lenken.

Vor und hinter den Experimenten erlauben Vieldraht-Proportionalkammern eine auf ca. 0.1 mm genaue Messung von Profilbreite und Position des Strahls. Beim Auftreffen auf das experimentelle Target hat das Stahlprofil ungefähr die Form einer Gauss-Verteilung mit einer Breite von $\sigma_x \approx \sigma_y \approx 2$ cm und einer horizontalen bzw. vertikalen Divergenz von ≈ 0.3 bzw. ≈ 0.5 mrad.

Die am Experiment gemessene Myonintensität ist etwa $4 \cdot 10^{-5}$, $1.5 \cdot 10^{-5}$ und $2 \cdot 10^{-6}$ für jedes primäre Proton bei 120, 200 und 280 GeV Strahlimpuls, für positive Myonen; bei negativem Strahl ist die μ^- -Ausbeute um etwa einen Faktor 3 geringer. Ein Betrieb des Strahls mit dem Maximalimpuls von 280 GeV und Intensitäten $> 10^7$ μ /sec erfordert praktisch die gesamte verfügbare Intensität des SPS ($\approx 2 \cdot 10^{13}$ Protonen pro Beschleunigungszyklus); aus diesem Grund wurde die Asymmetriemessung bei 200 GeV und nicht mit dem kinematisch günstigeren Maximalimpuls durchgeführt.

2.1.2 Polarisation des Strahls

Durch die Definition eines Impulsbandes begrenzter Breite selektiert das "Back End" einen begrenzten Ausschnitt aus der Winkelverteilung der Zerfallsmionen im Schwerpunktsystem der Pionen und Kaonen und bewirkt so eine longitudinale Polarisation des Strahls. Für einen monochromatischen Strahl ist die Polarisation positiver Myonen [69]:

$$\lambda^+ = \frac{u - [m(\mu)/m(\pi)]^2(1-u)}{u + [m(\mu)/m(\pi)]^2(1-u)} \quad (2.1)$$

mit

$$u = \frac{E(\mu)/E(\pi) - [m(\mu)/m(\pi)]^2}{1 - [m(\mu)/m(\pi)]^2} . \quad (2.2)$$

Danach entspricht einer hohen negativen Polarisation $\lambda^+ \cong -1$ ein hohes Verhältnis Myon-/Pion-Impuls, etwa $E(\mu)/E(\pi) > 0.9$; dabei werden Myonen selektiert, die im Schwerpunktsystem des Pions in Vorwärtsrichtung emittiert werden. Da das π/K -Produktionsspektrum mit der Energie schnell abfällt, wird - für eine gegebene Myon-Energie - bei einem solchen Betrieb des Strahls die primäre Proton-Intensität optimal ausgenutzt. Einer umgekehrten Polarisation entspräche ein Verhältnis $E(\mu)/E(\pi) \cong 0.6$ und damit, bei gleicher Myon-Energie, ein höherer Pion-Impuls mit entsprechend schlechterer Ausnutzung der Primärintensität. Eine negative μ^+ -Polarisation (und positive μ^- -Polarisation) kann deshalb als "natürliche" Polarisation des Strahls angesehen werden.

Für die Messung der Asymmetrie wurde ein Impulsverhältnis $E(\mu)/E(\pi) = 200 \text{ GeV}/220 \text{ GeV} = 0.91$ gewählt; nach (2.1) und (2.2) ist damit $\lambda^+ = -0.73$. Eine genauere Berechnung erhält man durch Monte-Carlo-Simulation des Strahltransports unter Berücksichtigung der π/K -Produktionsspektren und der endlichen Bandbreite des Strahls, die

$$\lambda^+ = -0.81 \pm 0.04$$

ergibt [70]. Dieser Wert wird in der Auswertung der Asymmetriemessung angenommen.

Experimentell wurde die Polarisation durch Messung des Energiespektrums von Positronen aus μ^+ -Zerfall überprüft. Die Ergebnisse dieser Messung stimmen - allerdings innerhalb recht grosser Fehler - mit der Monte-Carlo-Rechnung überein [71]. Da die B-Asymmetrie nur wenig von der Polarisation abhängt, ist ihre genaue Messung nicht kri-

tisch⁶.

2.1.3 Messung des Strahlimpulses

Zur Impulsmessung wird der zweite vertikale 24-mrad-Ablenkmagnet im Back End des Strahls benutzt, der zusammen mit je zwei Quadrupolen auf jeder Seite ein fokussierendes Spektrometer bildet [66]. Die Spur des Strahlmyons wird in 4 Szintillator-Hodoskopen H_1 - H_4 gemessen, die nahe den konjugierten Punkten des Spektrometers sowie nahe den äusseren Quadrupolen angeordnet sind (Abb. 9).

Die Hodoskope sind in ihren Abmessungen dem Strahlprofil angepasst und bestehen aus je 64 Szintillator-Streifen von 5.3 mm Höhe (davon 0.3 mm für vertikalen Überlapp mit den jeweils angrenzenden Szintillatoren) und 20 mm Dicke für hohe Lichtausbeute und gute Zeitauflösung. Horizontal sind die Szintillatoren so unterteilt, dass kein Zähler von mehr als ca. 3% der Strahlintensität getroffen wird. Bei $2 \cdot 10^7 \mu/\text{sec}$ Strahlintensität bleibt so die Zählrate der einzelnen Szintillatoren unter 1 MHz und ist elektronisch problemlos und ohne nennenswerte Totzeitverluste zu verarbeiten. Die Ausgangssignale der Photoröhren werden diskriminiert und von Time-to-Digital-Convertern (TDC's) mit 50 psec Zeitauflösung registriert, was in der off-line-Analyse die Auflösung von Mehrspurereignissen sowie die zeitliche Korrelation der Hodoskopereignisse zum experimentellen Trigger erlaubt. Ereignisrekonstruktion und Berechnung des Myonimpulses werden im Zusammenhang mit der off-line-Analyse ausführlicher beschrieben.

⁶ Die Bestimmung der Polarisation und die schlechte Intensitätsausbeute bei Polarisationsumkehr ohne gleichzeitige Ladungsumkehr zählen zu den schwierigsten Problemen bei der Messung der A-Asymmetrie (1.83), (1.84) mit einem Myonstrahl.

2.2 DAS NA4-SPEKTROMETER

Das zentrale experimentelle Problem, von dem bei der Auslegung des Detektors ausgegangen werden musste, stellt der kleine zu messende Wirkungsquerschnitt dar. Zieht man etwa SLAC-Experimente zum Vergleich heran, so steht dort ein Strahl von etwa 10^{14} Elektronen/sec zur Verfügung, wohingegen die mittlere Strahlintensität in diesem Experiment etwa 10^6 μ /sec ist; ferner war ein typischer Impulsübertrag in den SLAC-Experimenten etwa $Q^2 = 10$ GeV², während das NA4-Experiment von vornherein für hohe Q^2 über 100 GeV² konzipiert war. Da der Wirkungsquerschnitt etwa wie $1/Q^4$ abfällt, ist die Wechselwirkungsrate pro Nukleon insgesamt um nahezu 10 Größenordnungen kleiner. Dieser Verlust kann nur durch eine drastische Vergrößerung der Luminosität, d.h. durch ein sehr langes Target grosser Dichte, und durch einen Detektor mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit nahe 100% teilweise kompensiert werden. Die Länge des Targets ist durch Strahlungsanteile am Energieverlust (vgl. Kapitel 5.2) beschränkt, die das Energiespektrum des einfallenden Strahls verschmieren und damit zu einer wichtigen Quelle systematischer Fehler werden können⁷. Sie sind jedoch für Myonen gegenüber Elektronen um den Faktor $(m/m_e)^2 = 2.3 \cdot 10^{-5}$ unterdrückt und bleiben für hochenergetische Myonen in Kohlenstoff unter etwa 0.1%/m, womit sie für ein Target von einigen 10 m Länge zwar nicht vernachlässigbar sind, jedoch einigermaßen zuverlässig berechenbar bleiben.

Aus diesen Überlegungen entstand die Idee des NA4-Spektrometers: Das zylindrische Target, das in seinem Durchmesser der radialen Ausdehnung des Strahls angepasst ist, hat eine Länge von 40 m und ist über seine gesamte Länge hinaus von einem 50 m langen magnetisierten

⁷ Das Experiment war ursprünglich für das Flüssigwasserstofftarget konzipiert worden, in dem Energieverluste um etwa einen Faktor 30 kleiner sind.

Eisentorus umgeben. Das Eisen dient zugleich als Spektrometermagnet für das am Target gestreute Myon und als Absorber für den hadronischen Schauer im Endzustand der Myon-Nukleon-Wechselwirkung. Da der Abstand der Detektoren im Spektrometer gross ist gegenüber der Wechselwirkungslänge im Eisen, können weder die Teilchenspuren des Schauers aufgelöst noch seine Energie kalorimetrisch bestimmt werden: das Spektrometer ist - lässt man die seltenen Ereignisse mit mehreren Myonen im Endzustand ausser Acht - ein reiner Ein-Teilchen-Detektor.

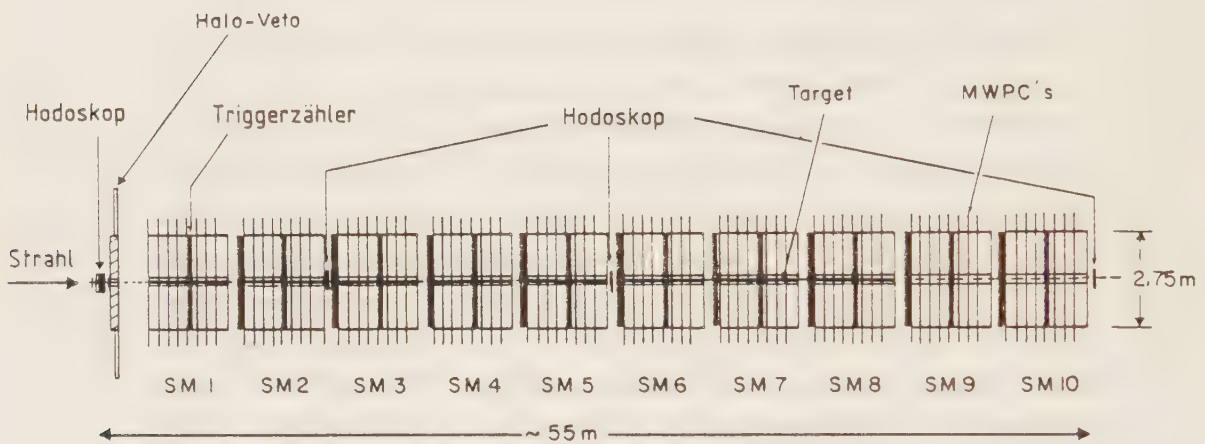


Abbildung 10: Das NA4-Spektrometer

Zum Nachweis des gestreuten Myons dienen ringförmig unterteilte Flüssig-Szintillationszähler und konventionelle Vieldraht-Proportionalkammern, die in jeweils ungefähr gleichmässigen Abständen entlang der Spektrometerachse installiert sind und von denen jeder die gesamte Querschnittsfläche des Magneten überdeckt (Abb. 10). Die Szintillationszähler in Abständen von ca. 2.5 m liefern die Triggerinformation, während die Proportionalkammern in Abständen von 0.8 m die Spur des

gestreuten Myons periodisch abwechselnd in der x- und y-Koordinate registrieren. Die Spur des einfallenden Strahlmyons wird in mehreren Strahlhodoskopen gemessen, die in entsprechenden Aussparungen des Targets installiert sind; das erste dieser Hodoskope wird zugleich für die Triggerentscheidung mitbenutzt. Ein System von Szintillationszählern vor dem Spektrometer dient als Vetoähler zur Unterdrückung von Halomyonen ebenfalls auf dem Niveau der Triggerentscheidung. Magnet und Zähler werden in den nachfolgenden Abschnitten im einzelnen beschrieben; die wichtigsten Kenngrößen des Detektors sind in Tabelle 2 und 3 zusammengefasst. Eine technisch detailliertere Beschreibung des Apparates ist in Ref. [6] zu finden.

Hinter dem hier beschriebenen Spektrometer ist noch ein einfaches kleineres Magnetspektrometer, das sogenannte Vorwärtsspektrometer, installiert. Es dient zum Nachweis von Myonen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut und daher im oben beschriebenen Detektor nicht nachgewiesen werden. Dieser Apparat ist hauptsächlich für die Impulsbestimmung des "leading muon" in Ereignissen mit mehreren Myonen im Endzustand konzipiert; er wurde für die in dieser Arbeit beschriebene Analyse nicht benutzt und wird daher hier auch nicht weiter beschrieben.

TABELLE 2

Technische Daten des Spektrometermagneten

Zahl der Supermodule:	10
Zahl der Walzstahlplatten:	320
Länge des Magneten:	51.80 m
Dicke der Walzstahlplatten:	11 cm
Packungsdichte des Eisens:	66 %
Aussendurchmesser:	275 cm
Innendurchmesser:	50 cm
Windungszahl der Spulen:	24
Betriebsstrom:	2500 A
Magnetfeld (radial abfallend):	2.1 ... 1.7 Tesla

TABELLE 3

Technische Daten der Detektoren

A. Strahlhodoskope

Szintillatoren pro Hodoskop:	72
Sensitive Fläche, alle Szintillatoren:	320 cm ²
Sensitive Fläche, Szintillatoren 1-64:	155 cm ²
Szintillatordicke:	1.9 cm
Szintillatortyp:	NE 110, Pilot U
Photovervielfacher:	RTC 1910
Zeitauflösung (RMS):	150 ... 200 psec

B. Triggerzähler

Zahl der Halbebenen:	40
Zahl der Ringe pro Halbebene:	7
Sensitive Breite eines Rings:	14.2 cm
Breite der Trennprofile:	0.8 cm
Innenradius:	29.0 cm
Aussenradius:	134.0 cm
Sensitive Fläche einer Halbebene:	2.55 m ²
Dicke der Szintillatorfüllung:	3.0 cm
Szintillatortyp:	NE 235
Photovervielfacher:	EMI 9814KB

C. Proportionalkammern

Anzahl der Kammern (Halbebenen):	160
Sensitive Fläche:	3.9 m ²
Zahl der Drähte pro Kammer:	704
Länge der Drähte:	300 cm
Abstand der Hochspannungsebenen:	1.4 cm
Drahtabstand:	0.2 cm
Drähte pro Auslesekanal:	2

2.2.1 Fokussierungseigenschaften

Der Spektrometermagnet wird im Regelfall fokussierend betrieben, d.h., das gestreute Myon wird zur Längsachse des Spektrometers hin abgelenkt (Abb. 11). Abhängig von Wechselwirkungspunkt, Impuls und Streuwinkel kann das Myon erneut das Target durchqueren und seine Bahn mehrere Oszillationen um die Spektrometerachse beschreiben. Vernachlässigt man zunächst Energieverlust und Vielfachstreuung im Eisen und nimmt das Magnetfeld B als homogen an, sind die Teilstücke der Spur im Magnet Kreisausschnitte, deren geometrische Kenngrößen auf einfache Weise mit den kinematischen Variablen des Myons verknüpft sind: Für die "halbe Wellenlänge" λ der Spur im Eisen findet man durch einfache geometrische Überlegungen

$$\begin{aligned}\lambda &= 2 \cdot \rho \cdot \sin\theta \\ &= 2(p/0.3B)(p_t/p) \\ &= 6.66 p_t/B\end{aligned}\tag{2.3}$$

(in Einheiten GeV, Tesla, m), worin ρ der Krümmungsradius der Myonspur, B die magnetische Feldstärke und p_t der Transversalimpuls des Myons ist. Für die Sagitta Δ der Spur gilt

$$\begin{aligned}\Delta &= \rho(1-\cos\theta) \\ &= (M/0.3B)(Q^2/Q^2_0) ,\end{aligned}\tag{2.4}$$

worin $Q^2_0 = 2ME_0$ der maximale kinematisch erlaubte Viererimpulsübertrag ist. In Wirklichkeit gelten beide Beziehungen wegen Energieverlust, Vielfachstreuung, Inhomogenitäten im Magnetfeld sowie der Divergenz des einfallenden Strahls nur angenähert, besonders für Ereignisse

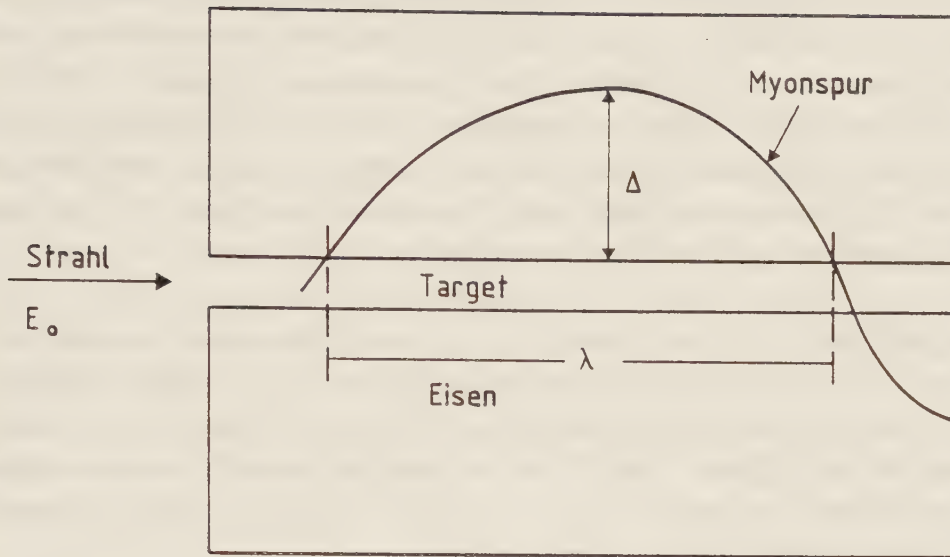


Abbildung 11: Prinzip der Q^2 -Fokussierung

mit grossem Energieübertrag. Bemerkenswert ist jedoch, dass die beiden Variablen p_t und $v = Q^2/Q^2_0 = (E/M)(1-\cos\theta)$ unabhängig von der Strahlenergie E_0 sind und damit die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit (Akzeptanz) des Detektors in diesen Variablen eine von E_0 unabhängige universelle Form hat.

Nach Gl. (2.4) steigen die Querschnittsfläche und damit Gewicht und Kosten des Detektors quadratisch mit dem Q^2 -Bereich an, innerhalb dessen alle gestreuten Myonen im Magneten eingefangen bleiben sollen. Die gewählten Abmessungen entsprechen etwa $Q^2 \lesssim \frac{2}{3} Q^2_0$ und stellen eine Kompromisslösung dar. Myonen mit höherem Q^2 verlassen den Magneten; für sie ist die Nachweiswahrscheinlichkeit, abhängig von der Triggerbedingung, stark herabgesetzt und die Genauigkeit der Impulsbestimmung etwas verringert.

2.2.2 Das Kohlenstofftarget

Das experimentelle Target ist von denkbar einfachem Aufbau: Die Supermodule 1-8 enthalten je ein zylindrisches Kohlenstofftarget von 11.8 cm Durchmesser und ca. 5 m Länge; die genaue Länge ist von Supermodul zu Supermodul etwas verschieden, um Platz für die Strahlhodoskope zu lassen. In den Supermodulen 9 und 10 wurde kein Target installiert, da für nahe dem Ende des Detektors gestreute Myonen die Nachweiswahrscheinlichkeit sehr gering wird.

Das Targetmaterial ist von amorpher, graphitähnlicher Konsistenz, besteht jedoch nicht aus reinem Kohlenstoff, sondern enthält, um eine höhere Dichte zu erzielen, eine Beimischung von 29.1% Bor. Das Target wurde industriell in Blöcken von 15 cm Länge hergestellt, die vor dem Zusammenbau einzeln vermessen und gewogen wurden; daraus ergab sich eine mittlere Dichte von $\rho = 2.132 \text{ g/cm}^3$.

Der Bor-Beimischung wegen ist das Target nicht exakt isoskalar; der Protonenanteil an den Nukleonen beträgt 48.8%.

2.2.3 Strahlhodoskope

Zur Messung der Spur des einlaufenden Myons sind vor dem ersten Target sowie hinter den Targets der Supermodule 2 und 5 je ein Szintillatorhodoskop installiert (vgl. Abb. 10). Ein weiteres Hodoskop hinter dem letzten Supermodul ist hauptsächlich im Zusammenhang mit dem früher erwähnten Vorwärtsspektrometer von Interesse. Diese Hodoskope werden im folgenden als H_5 , H_6 , H_7 und H_8 bezeichnet; die Namen H_1 - H_4 werden für die Hodoskope des Strahlimpulsspektrometers verwen-

det⁸.

Die Hodoskope H₅-H₇ sind, in Anpassung an das Strahlprofil, von angenähert zylindersymmetrischem Aufbau und - darin den Hodoskopen H₁-H₄ ähnlich - so ausgelegt, dass kein Szintillatorkristall von mehr als ca. 5% der Strahlintensität getroffen wird (Abb. 12). Sie bestehen aus je 72 Plastiksintillatoren von 19 mm Dicke, die Lichtimpulse sehr kurzer Anstiegszeit (1.4 nsec) liefern. Die Szintillatoren sind optisch voneinander isoliert und über Plexiglaslichtleiter mit je einer $\frac{3}{4}$ "-Photoröhre verbunden. Deren Ausgangssignale werden in der Base zunächst mit einem Hybridverstärker linear verstärkt und anschliessend diskriminiert [72]. Die Zeitauflösung des Systems Szintillator/Photoröhre/Verstärker/Diskriminator beträgt zwischen 150 und 200 psec (RMS). Der Aufbau dieser Hodoskope und der zugehörigen Elektronik ist in Ref. [73] detailliert beschrieben.

Hodoskop H₈ besteht wieder aus streifenförmigen Szintillatoren und ist ähnlich den Hodoskopen H₁-H₄ aufgebaut, jedoch sind die Streifen hier, da das Hodoskop hauptsächlich zur Messung der horizontalen magnetischen Ablenkung im Vorwärtsspektrometer benutzt wird, vertikal angeordnet. Die elektronische Bestückung dieses Hodoskops gleicht der von H₁-H₄.

⁸ H₈ war für ein projektiertes, aber nie zum Einbau gelangtes Hodoskop reserviert.

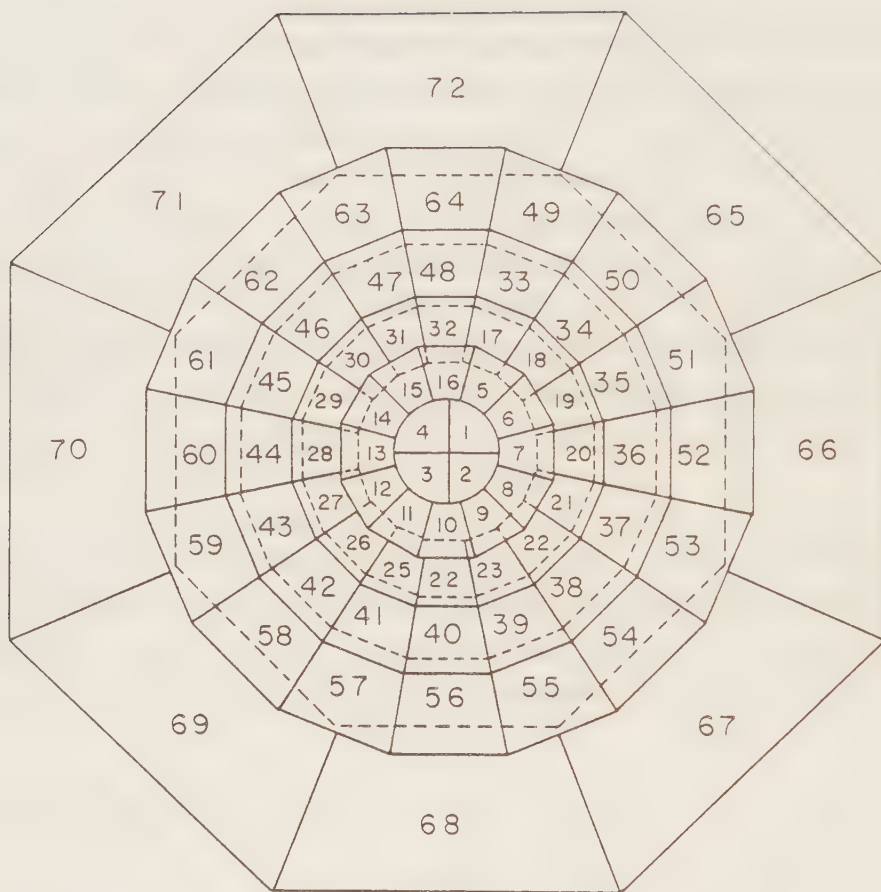


Abbildung 12: Ansicht eines Strahlhodoskops

2.2.4 Der Toroidmagnet

Der Spektromettermagnet ist aus 320 kreisförmigen Walzstahlplatten von 11 cm Dicke und 2.75 m Durchmesser aufgebaut, die mit einer zentralen Bohrung von 50 cm Durchmesser zur Aufnahme von Target und Erregerspulen versehen sind. Jeweils 32 Platten sind zu einem "Supermodul" zusammengefasst; jedes Supermodul ist in 8 Module zu je 4 Platten unterteilt (Abb. 13). Zwischen den Modulen ist ein Zwischenraum zur Aufnahme einer Proportionalkammer ausgespart, in der Mitte jedes Supermoduls ausserdem Platz für zwei Triggerzähler. Zwischen zwei Supermodulen bleibt jeweils ein grösserer Zwischenraum für Proportionalkammern, Triggerzähler, Erregerspulen sowie - wo installiert - ein Strahlhodoskop. Die Packungsdichte des Eisens beträgt, über die gesamte Länge des Spektrometers berechnet, 66%.

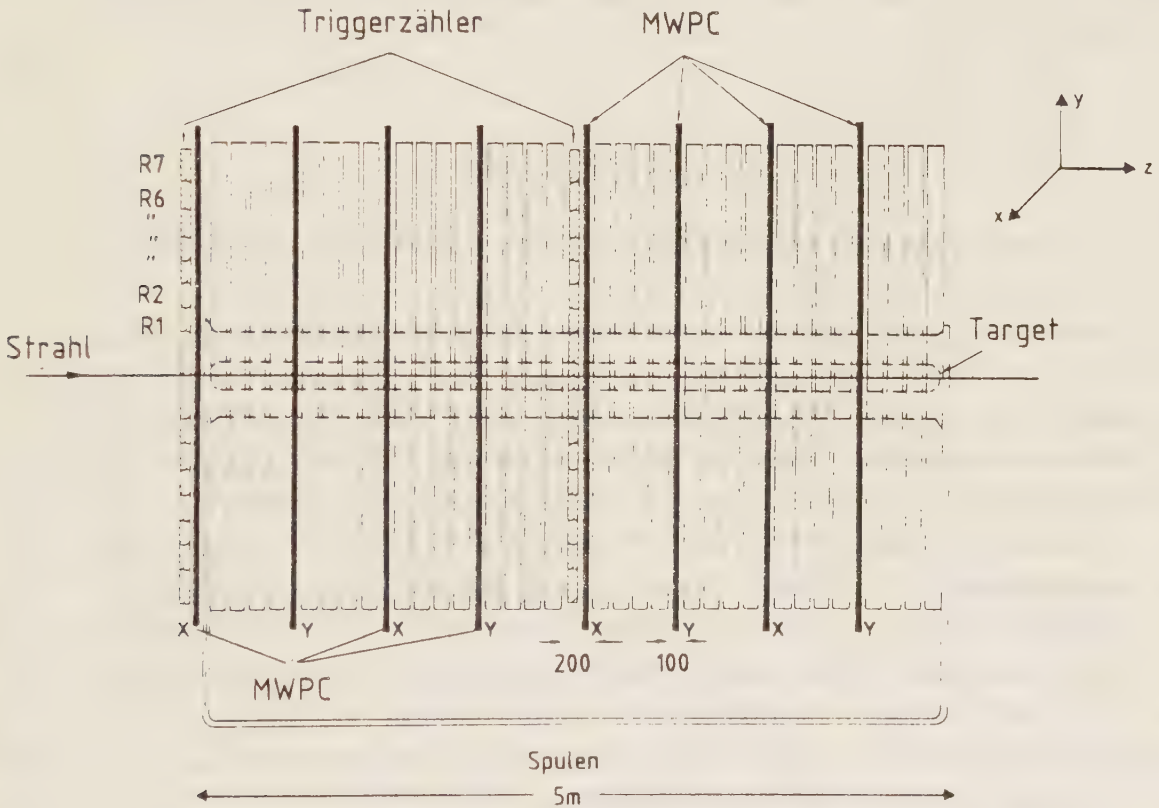


Abbildung 13: Aufbau eines Supermoduls

Die Magnetisierbarkeit des Eisens hängt recht empfindlich von der Kohlenstoffverunreinigung ab, die typisch etwa 0.06% beträgt [74]. Da diese, ebenso wie die Dicke der Platten, gewissen Fertigungstoleranzen unterliegt, wurden Platten aus verschiedenen Stahlschmelzen bei der Montage so kombiniert, dass die integrierte Feldstärke $\int B dl$ von Supermodul zu Supermodul möglichst konstant und homogen ist.

Jedes Supermodul besitzt eine eigene Erregerspule von $n = 24$ Windungen zur Erzeugung des azimuthalen Magnetfeldes. Der normale Betriebsstrom ist $I = 2500$ Ampère. Die magnetische Erregung fällt in dieser Spulenkonfiguration wie $H = nI/2\pi r$ von 380 A/m auf 70 A/m ab. Damit wird der Magnet zwar nahe an, jedoch nicht vollständig in der Sättigung betrieben: Das Magnetfeld fällt von etwa 2.1 Tesla am inneren auf 1.7 Tesla am äusseren Rand ab. In der zentralen Bohrung des Magneten sind die Spulen so angeordnet, dass das Target angenähert feldfrei bleibt.

2.2.5 Triggerzähler

Die steile Q^2 -Abhängigkeit des tiefinelastischen Wirkungsquerschnitts macht eine Vorauswahl der gestreuten Myonen nach ihrem Q^2 auf dem Niveau der Triggerentscheidung notwendig, wenn nicht unter realistischen experimentellen Bedingungen die interessanten Ereignisse mit hohem Q^2 aufgrund hoher Totzeitverluste bei der Datenaufzeichnung verloren gehen sollen. Die unter 2.2.1 diskutierten Fokussierungseigenschaften des Spektrometers machen eine solche Vorauswahl denkbar einfach: da die Sagitta Δ der Spur Q^2 direkt proportional ist, erlaubt eine Unterteilung der Triggerzähler in konzentrische Ringe - mit dem Target im Mittelpunkt - eine auf das minimale Q^2 einstellbare Triggerselektion, sofern die Zähler in genügend kurzen Abständen entlang des Detektors angeordnet sind.

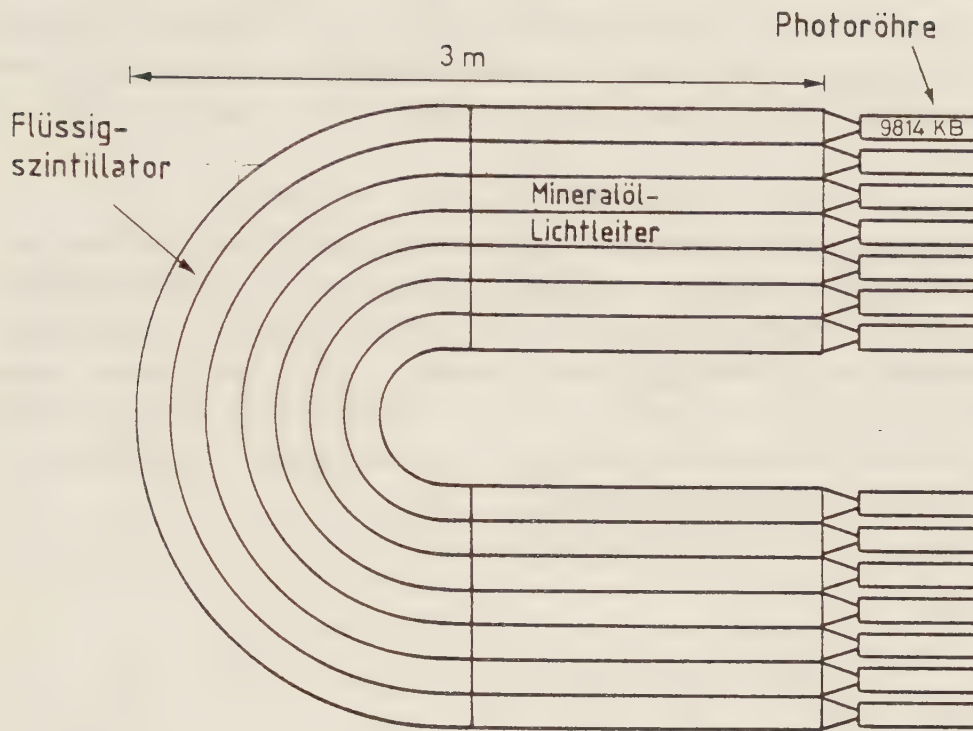


Abbildung 14: Aufbau einer Triggerzähler-Halbebene

Davon ausgehend, wurden die Triggerzähler als Halbringe konzipiert, die in jeweils sieben Teilringe gleicher Breite unterteilt sind; jeder Teilring ist an beiden Enden mit einer Photoröhre versehen (Abb. 14). Zwei Zähler, spiegelsymmetrisch angeordnet, stellen so eine Anordnung konzentrischer Ringe dar. Insgesamt sind 20 Zählerebenen (40 Halbebenen) entlang des Experimentes installiert. Aus Konstruktions- und Kostengründen - die sensitive Fläche aller Zähler beträgt über 110 m^2 - kam nur flüssiges Szintillatormaterial in Betracht. Die Zähler wurden daher als flache Aluminiumtanks von 3 cm Dicke konstruiert, in denen die Teilringe durch Trennprofile optisch voneinander isoliert sind. Innen- und Aussendurchmesser der Zähler sind genau den

Abmessungen des Magneten angepasst. Die Photoröhren sind aus Platzgründen, und um sie nicht unmittelbar dem Magnetfeld auszusetzen, über 1.5 m lange Lichtleiter aus Mineralöl mit den Szintillatorbehältern verbunden (Abb. 14). Die Photovervielfacher sind durch 2" Kathodendurchmesser, 14-stufigen Aufbau und 2.5 nsec Anstiegszeit charakterisiert.

Flüssigszintillator hat gegenüber Plastiksintillator den Nachteil geringerer primärer Lichtausbeute und eines kleineren Totalreflexionswinkels, so dass die effektive Lichtausbeute in den äusseren Ringen nur wenige Photoelektronen beträgt, jedoch konnte durch sorgfältige Auswahl der Photoröhren sowie durch genaue Einstellung von Hochspannung und Diskriminatorschwellen überall eine ausreichende Nachweiswahrscheinlichkeit nahe 100% erzielt werden.

2.2.6 Halo-Zähler

Zum Nachweis des den Myonenstrahl begleitenden Halo, insbesondere zur Unterdrückung von Untergrund in tiefinelastischen Ereignissen auf dem Niveau der Trigger-Entscheidung, ist vor dem Spektrometer ein weiteres System von Szintillationszählern installiert. Es lässt sich in drei Gruppen von Zählern untergliedern, die verschiedene Komponenten des Halo registrieren (Abb. 15):

1. Zur Abschirmung der zentralen, d.h. strahlnahen und hoch-energetischen Komponente des Halos dient eine Anordnung von 12 trapezförmigen Plastiksintillatoren, die zusammen angenähert einen ringförmigen Zähler mit einer Aussparung für den Strahl bilden ("Iris").
2. Die Querschnittsfläche des Magneten wird von einem $3 \times 3 \text{ m}^2$ grossen Stahltank überdeckt, der mit Flüssigszintillator gefüllt

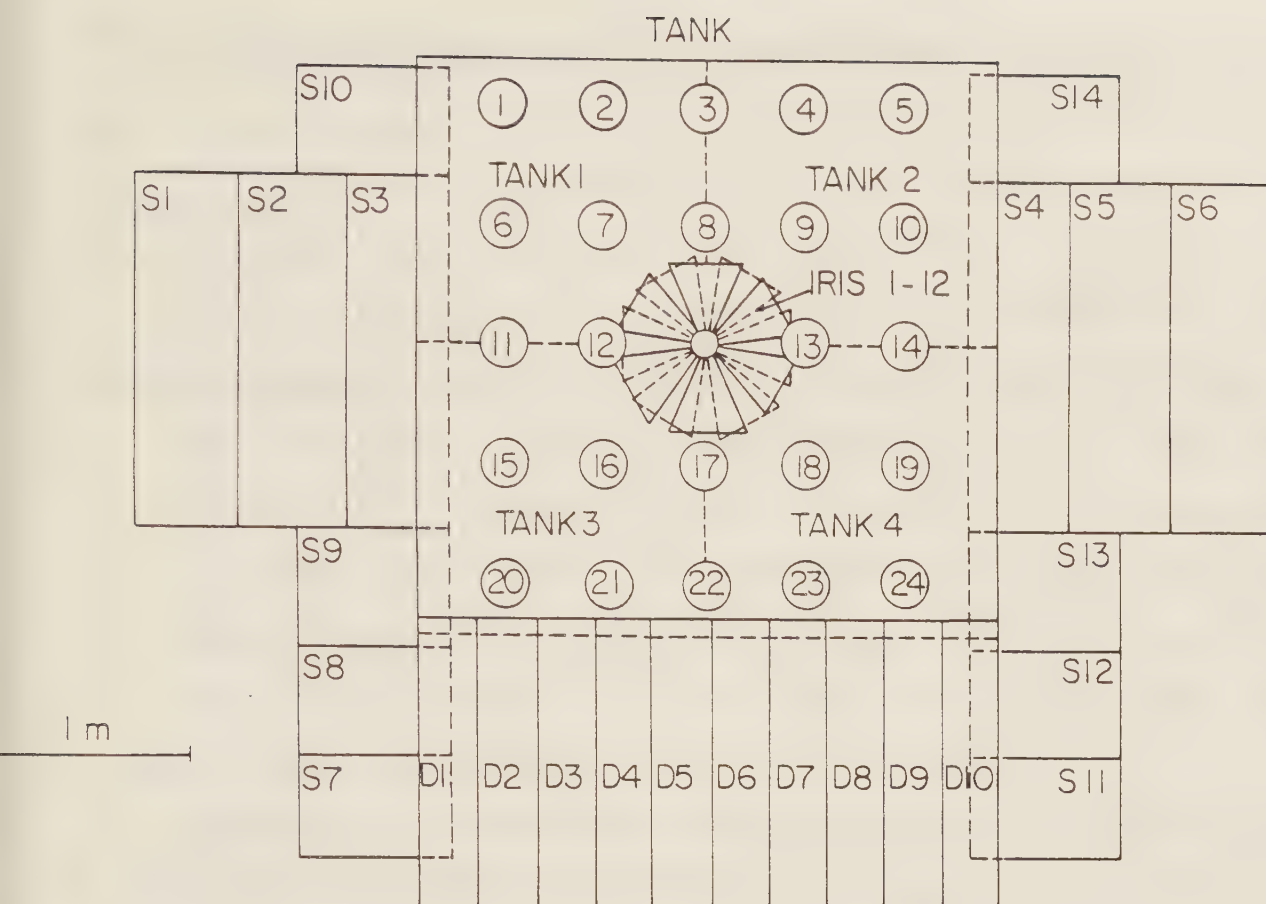


Abbildung 15: Ansicht der Halo-Zähler

ist und ebenfalls eine zentrale Aussparung besitzt. Das Szintillationslicht tritt durch Fenster auf der Rückseite des Tanks aus und wird von 16 5"-Photovervielfachern registriert.

3. Eine Anordnung von konventionellen Plastik-Szintillationszählern unter dem Tank (D1-D10) und seitlich davon (S1-S14) registriert Halo-Myonen, die seitlich vom Spektrometer einfallen, aber vom Streufeld des Magneten abgelenkt und schliesslich im Spektrometer eingefangen werden.

Die Benutzung der Halo-Zähler in der Triggerentscheidung ist in Abschnitt 2.3.1 beschrieben.

2.2.7 Vieldraht-Proportionalkammern

Entlang des Detektors sind in ungefähr konstanten Abständen 80 Ebenen von Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC's) installiert (vgl. Abb. 10); die Richtung der Auslesedrähte wechselt zwischen vertikal ("x-Kammern") und horizontal ("y-Kammern"), so dass die Myon-Trajektorie in zwei Projektionen registriert wird⁹. Kammern zur Messung redundanter Projektionen, zur Auflösung von Mehrspurereignissen, sind nicht vorgesehen. Jede MWPC-Ebene besitzt in der Mitte eine quadratische Aussparung für das Target und ist zum einfachen Ein- und Ausbau in zwei mechanisch und elektrisch getrennte Kammern unterteilt.

Die Kammern wurden in konventioneller Bauweise aus selbsttragenden Aussenwänden aus kunststoffbeschichteter Aluminium-Bienenwabenstruktur konstruiert, deren Innenseite durch Anstrich mit leitfähiger Spezialfarbe zugleich die Hochspannungskathode bildet. Der Kathodenabstand beträgt 14 mm und der Abstand der Auslesedrähte 2 mm, jedoch sind je zwei benachbarte Drähte mit einem gemeinsamen Verstärker verbunden, so dass der effektive Drahtabstand 4 mm beträgt¹⁰. Die Kammern sind mit kommerziell erhältlichen Verstärker- und Auslesesy-

⁹ Es wird die gängige Konvention benutzt, nach der Kammern mit Drähten senkrecht zur x-Richtung, also zur Messung der x-Koordinate, als x-Kammern bezeichnet werden usw.

¹⁰ Prinzipiell besteht die Möglichkeit, durch Verdoppelung der Ausleseelektronik jeden Draht separat zu registrieren.

stemen bestückt, von denen eines¹¹ die Daten gemischt parallel/seriell, das andere¹² seriell zur Interface-Elektronik im Messraum transferiert. Beide Systeme erlauben es, während der Zeit, in der sie vom experimentellen Trigger aktiviert werden ("Strobe"), zwei Signale pro Eingangsverstärker zu verarbeiten, um etwaige Totzeitverluste gering zu halten. Pro MWPC-Ebene sind 704 Auslesekanäle installiert, im gesamten Experiment also etwa 56000. Die Kammern sind mit der verbreitet gebräuchlichen "Magic Mixture" aus Argon, Isobutan, Freon und Methylal gefüllt und werden mit einer Hochspannung von 4800 Volt betrieben.

2.3 DER TRIGGER

Die unkonventionelle geometrische Auslegung von Experiment und Target verlangt eine entsprechende Auslegung der Triggerelektronik: Da die Spur des gestreuten Myons in den meisten Fällen erheblich kürzer ist als das Spektrometer, soll die Triggerentscheidung an beliebiger Stelle des Apparates "lokal" erfolgen können, und zwar mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit, die vom Wechselwirkungsort möglichst unabhängig sein soll. Aus dieser Forderung wurde das Konzept des "distributed trigger" entwickelt: Die Triggerentscheidung beruht stets auf einer Koinzidenz nur einer begrenzten Anzahl von Triggerzähler-Ebenen.

¹¹ EFCIS (Grenoble) F6

¹² LeCroy (New York) PCOS-II [75]

2.3.1 Trigger-Elektronik

Abb. 16 gibt eine schematische Ansicht der Triggerelektronik wieder. Im wesentlichen verläuft die Triggerentscheidung in 4 Stufen:

1. Halbring-Signal: Die Ausgangssignale der Triggerzähler-Photovervielfacher werden diskriminiert und die beiden Diskriminatorensignale jedes Halbrings von einem Zeitmittelwertbildner (Mean Timer) weiterverarbeitet, dessen Ausgangssignal zeitlich nicht mehr vom Durchgangsort des Myons durch den Zähler abhängt.
2. Ebenen-Signal ("MAO"): Die Ausgangssignale der 14 Meantimer einer Zählerebene werden in einer "Oder"-Schaltung ("Multiple And-Or") zusammengefasst. Auf dem Niveau dieser Schaltung können einzelne Ringe zur Einstellung des minimalen Q^2 abgeschaltet werden.
3. "Local Strobe": Jedes der Supermodule 1-8 (also die gleichen Supermodule, die auch mit einem Target bestückt sind) besitzt eine eigene "Trigger-Station", eine spezielle Koinzidenzmatrix, deren Eingänge mit den 2 Triggerzählerebenen des gleichen Supermoduls sowie den 3 strahlabwärts folgenden Ebenen verbunden sind. Aus diesen 5 Eingängen lassen sich beliebige Und-Oder-Kombinationen auswählen; zusätzlich kann eine Koinzidenz mit einem einlaufenden Myon verlangt werden (vgl. 2.3.2).
4. "Strobe": Die Ausgänge aller 8 Triggerstationen sind in einem verdrahteten "Oder" mit einem gemeinsamen "Strobe"-Kabel verbunden, über das sie gleichberechtigt und unabhängig voneinander das gesamte Experiment triggern können. Das "Strobe"-Signal stellt das zentrale Triggersignal des Experiments dar; es aktiviert für eine Dauer von 80 nsec die Ausleseelektronik der Proportionalkammern und der Strahlhodoskope und triggert anschliessend die Auslese des Experiments durch den Online-Computer.

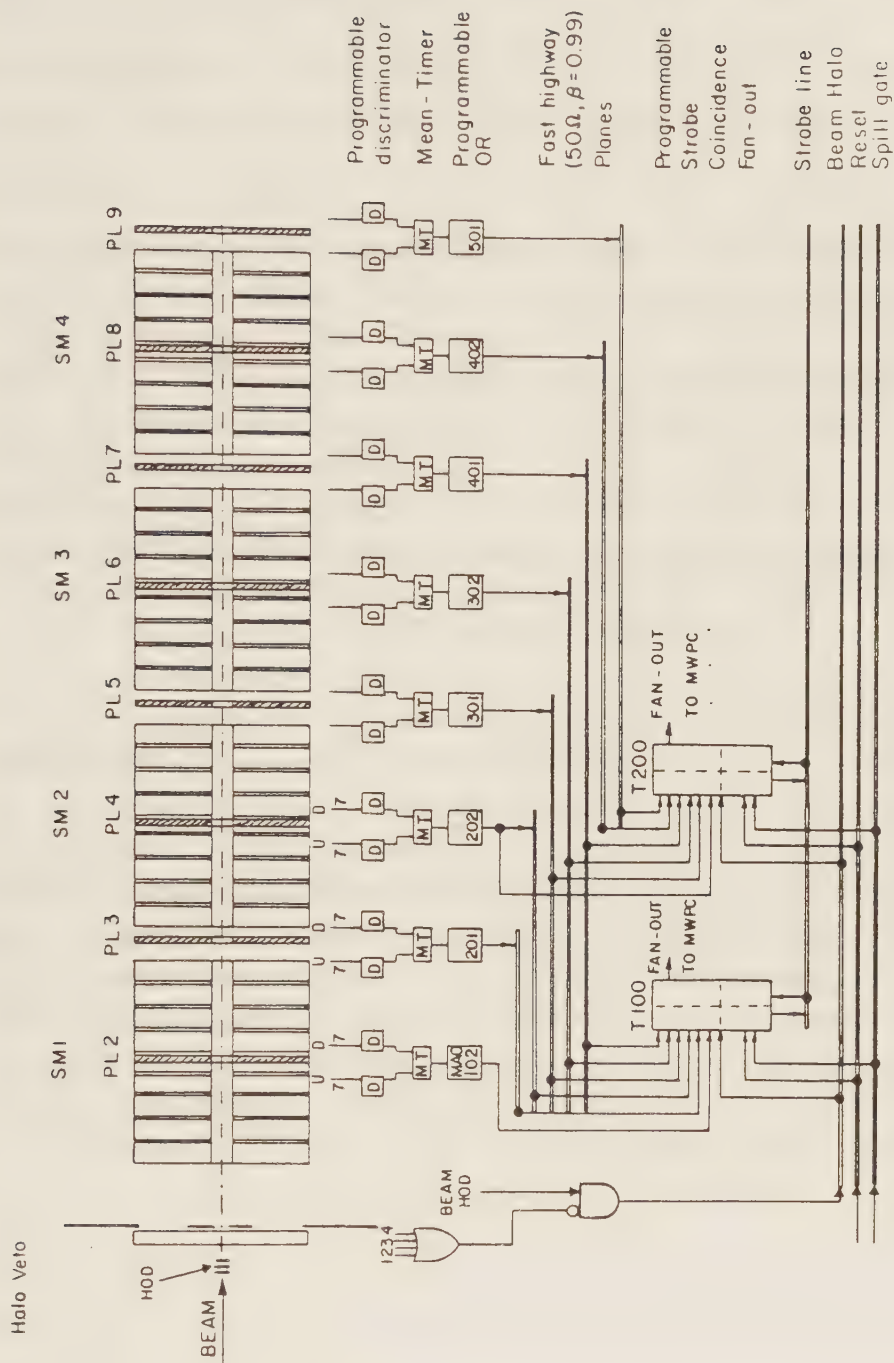


Abbildung 16: Schema der Triggerelektronik

Das Trigger-System geht technisch in mehrfacher Hinsicht neue Wege. Um die Triggerentscheidung so schnell wie möglich herzustellen, werden alle Verbindungen zwischen verschiedenen Supermodulen durch ein System von Hohlleiterkabeln hergestellt, den sogenannten "Fast Signal Highway", in dem sich alle Signale mit einer Geschwindigkeit v nahe der Lichtgeschwindigkeit ($\beta = v/c \geq .99$) ausbreiten. Insbesondere bleiben dadurch das Strahl- und das Strobe-Signal strahlabwärts mit dem einlaufenden und dem gestreuten Myon in Phase, was erlaubt, die Koinzidenzauflösungen (typisch etwa 10 nsec) ohne aufwendige Verzögerungsschaltungen klein gegen die Laufzeit des Myons durch das Spektrometer (180 nsec) zu halten. Die konstante Verzögerung zwischen dem Durchgang des gestreuten Myons durch die Proportionalkammern und der Ankunft des Strobe-Signals, die überwiegend durch Kabelwege innerhalb der Supermodule und Verzögerungszeiten der Elektronik-Komponenten bedingt ist und etwa 450 nsec beträgt, wird durch eine Verzögerungsschaltung in der MWPC-Ausleseelektronik kompensiert.

Alle Komponenten der Triggerlogik - die direkt am Experiment installiert und daher aus Strahlenschutzgründen während Strahlzeitperioden unzugänglich ist - sind "programmierbar", d.h. können vom On-line-Computer aus ferngesteuert werden; dies betrifft die Ansprechschwellen, Signalbreiten und Verzögerungszeiten der Diskriminatoren sowie sämtliche "Oder"- und Koinzidenzbedingungen. Die Programmierbarkeit bietet den Vorteil, dass sich alle zu einer vorgegebenen Triggerbedingung gehörigen Einstellungen im Computer speichern und wieder abrufen lassen und damit in kürzester Zeit - etwa zum Wechsel der Triggerbedingung oder zu Beginn einer Datennahme-Periode - fehlerfrei reproduziert werden können.

2.3.2 Der tiefinelastische Trigger

Der Trigger, mit dem alle in dieser Arbeit analysierten tiefinelastischen Ereignisse aufgezeichnet wurden, ist durch folgende Bedingungen charakterisiert:

1. Eine beliebige Kombination von mindestens 4 aufeinander folgenden Triggerzähler-Ebenen muss ein Koinzidenzsignal geben;
2. der innerste Ring ist in allen Zählern abgeschaltet, d.h., in den 4 triggernden Ebenen muss mindestens der zweite oder ein höherer Ring ansprechen;
3. alle 4 Trigger-Ebenen müssen auf der gleichen Seite (rechts oder links) ansprechen;
4. das Koinzidenzsignal der Triggerzähler muss zusätzlich eine Koinzidenz mit dem Signal eines einlaufenden Strahlmyons geben.

Bedingungen 1. und 2. beschneiden nach den unter 2.2.1 diskutierten Fokussierungseigenschaften des Detektors die Akzeptanz des Experiments und bestimmen wesentlich die Ereignisrate. Diese Wahl der Triggerbedingungen beruht nicht auf tiefgehenden Überlegungen, sondern stellt einen blossen Kompromiss dar zwischen Akzeptanzverlusten auf der einen und Totzeitverlusten durch Untergrundtrigger auf der anderen Seite. Letztere rühren von Ereignissen mit kleinem Q^2 und grossem Energieübertrag her, bei denen das gestreute Myon im Detektor nicht sichtbar wird und das hochenergetische hadronische Schauer die Zähler triggert; die Rate dieser Ereignisse nimmt bei Verschärfung der Triggerbedingungen sehr viel schneller ab als die guter tiefinelastischer Ereignisse. Zur weiteren Unterdrückung von Untergrundereignissen dient auch Bedingung 3.

Bedingung 4. stellt sicher, dass das registrierte Myon von einer Wechselwirkung im Target kommt, also nicht z.B. Halo-Myonen ausgezeichnet werden. Das "Strahl"-Signal ist durch eine "Oder"-Schaltung der inneren 48 Zähler des ersten Strahlhodoskops vor dem Target (Hodoskop H₅, vgl. Abb. 10 und Abb. 12) definiert; die sensitive Fläche dieser Szintillatoren ist gerade etwas kleiner als die Querschnittsfläche des Targets.

Um ausserdem Zufallskoinzidenzen zwischen Strahl- und Halomyonen auszuschliessen, deren Rate bei Strahlintensitäten über $10^7 \mu/\text{sec}$ immerhin etwa $10^5/\text{sec}$ beträgt, ist das Strahl-Signal noch mit dem Ausgangssignal des Halozähler-Systems in Antikoinzidenz geschaltet. Um voll wirksam zu werden, muss das Veto-Signal etwa 50 nsec lang sein; bei einer Strahlintensität von $2 \cdot 10^7 \mu/\text{sec}$, d.h. einer Halo-Intensität von etwa $2 \cdot 10^6 \mu/\text{sec}$, beträgt der dadurch verursachte Verlust an Strahl- und damit an guten Ereignissen - etwa $50 \cdot 10^{-9} \cdot 2 \cdot 10^6 = 10\%$. Nur die verbleibenden Strahl-Signale werden an die Koinzidenz mit den Triggerzählern weitergeleitet und als wirksamer Strahl zu Normalisierungszwecken gezählt.

Die Triggerraten betragen etwa $4.2 \cdot 10^{-6}$, $1.7 \cdot 10^{-5}$ und $2.4 \cdot 10^{-5}$ pro einfallendes Myon bei 120, 200 und 280 GeV Strahlimpuls. Der jeweilige Anteil guter tiefinelastischer Ereignisse ist etwa 68, 25 bzw. 14%.

2.3.3 Der Zufallstrigger

Parallel zu den tiefinelastischen Ereignissen wird für eine zufällig getroffene Auswahl von Strahlmyonen - unbeeinflusst von irgendwelchen weiteren Triggerbedingungen - die Hodoskop-Information registriert. Der Trigger dafür wird durch eine Koinzidenz zwischen dem gleichen "Strahl"-Signal, das auch im tiefinelastischen Trigger verwandt wird, und den zeitlich zufallsverteilten Signalen einer radioaktiven Quelle rea-

lisiert. Als Quelle dient ein schwacher α -Strahler ($2 \mu\text{Ci Am}^{241}$), der im Messraum des Experiments installiert ist, und als zugehöriger Zähler ein dünner Szintillatorkristall, der die α -Teilchen absorbiert, für etwa registrierte Halo-Myonen aber durch geeignete Diskriminierung des Photovervielfacher-Ausgangssignals unempfindlich gemacht ist. Die Zählrate dieser Anordnung kann durch Veränderung des Abstandes Quelle-Szintillator variiert werden und wird so eingeregelt, dass die resultierende Koinzidenzrate mit dem Strahl etwa gleich der tiefinelastischen Triggerrate ist.

Im Zusammenhang mit der Asymmetriemessung werden die Zufallstrigger hauptsächlich zu Untersuchungen des Phasenraums des Strahls verwandt (vgl. Kap. 6.6.3).

2.3.4 Kalibrationstrigger

Zusätzlich zu den tiefinelastischen Daten wurden zahlreiche Kalibrationsdaten mit einer Vielzahl spezieller Triggerbedingungen genommen, die hier nicht im einzelnen beschrieben werden können. Sie ähneln jedoch alle dem tiefinelastischen Trigger mit dem wichtigen Unterschied, dass das Strahl-Signal nicht in Koinzidenz geschaltet wird: Unter dieser Bedingung triggert der Apparat praktisch ausschliesslich auf Halo-Myonen. Diese Daten dienen hauptsächlich zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit und zur geometrischen Justierung ("Alignment") der Triggerzähler und Proportionalkammern.

2.4 DAS ON-LINE-SYSTEM

Das Experiment verfügt zur Datenerfassung und Kontrolle über ein Verbundsystem von 3 Computern, denen verschiedene Aufgabenbereiche zugewiesen sind (Abb. 17).

2.4.1 Datenerfassung

Zur Datenaufzeichnung [76] dient ein Hewlett-Packard 21MX-E Computer mit 160 k 16-Bit-Worten Speicherplatz, der mit dem Experiment über ein CAMAC-System verbunden ist. Damit werden folgende Daten ausgelesen und auf Magnetband geschrieben:

1. Für jeden tiefinelastischen Trigger:

- a) die Adressen aller getroffenen Drähte der Proportionalkammern
- b) die Adressen aller getroffenen Triggerzähler-Halbringe
- c) die Ansprechzeiten (relativ zum Zeitpunkt des Triggers) der Triggerzähler-Ebenen
- d) Adressen und Ansprechzeiten (ebenfalls relativ zum Trigger) aller Strahlhodoskope einschliesslich des Strahlimpulsspektrometers
- e) die gesamte Trigger-Information, d.h. die Adressen aller Zähler und Triggerstationen, die zur Triggerentscheidung beigetragen haben.

2. Für jeden Zufallstrigger: die Information der Strahlhodoskope wie unter 1d.
3. Am Ende jedes SPS-Bursts: Die Zählraten aller Triggerzähler, Oder- und Koinzidenzschaltungen sowie der Strahl- und Halo-zähler.

Zur CAMAC-Auslese benötigt der Computer etwa 3.5 msec für jeden tiefinelastischen und 0.5 msec für jeden Zufallstrigger; die dadurch verursachten Totzeitverluste betragen typisch 20-30%. Die Ereignisdaten werden während des Bursts im Computer gespeichert und nach dem Burst auf Magnetband geschrieben.

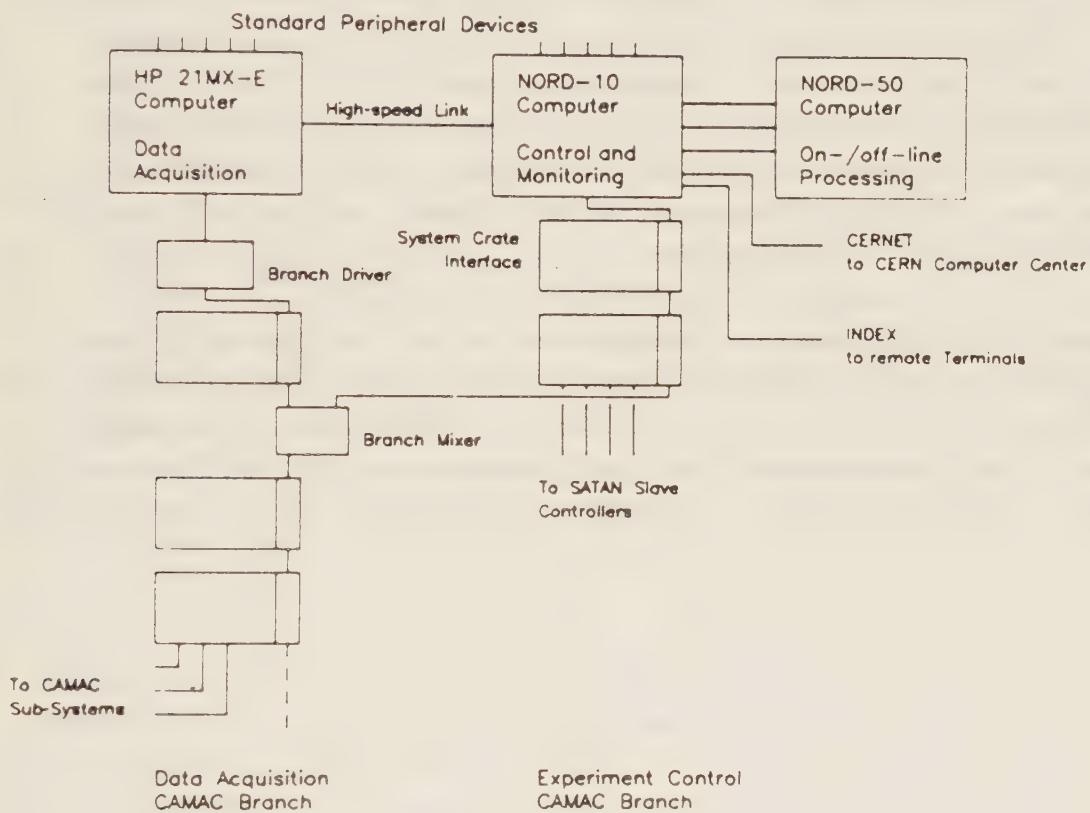


Abbildung 17: On-Line-Computer und CAMAC-System

2.4.2 Kontrolle des Experiments

Zur Überwachung des Experiments und zur Steuerung der Trigger-elektronik dient ein Doppelcomputer-System vom Typ Norsk Data NORD 10/50, das mit dem HP-Computer über ein schnelles paralleles Datenlink verbunden ist. Nach jedem Burst werden etwa 10 zufällig ausgewählte Ereignisse zur NORD-10 transferiert und dort mit einem umfassenden System von Histogramm-Programmen weiterverarbeitet, mit denen sich alle Funktionen des Detektors jederzeit statistisch überprüfen lassen. Darüber hinaus steht als wichtiges Kontrollinstrument ein graphischer "event display" zur Verfügung.

Der NORD-10-Computer kontrolliert zugleich über ein als SATAN¹³ bekanntes CAMAC-Untersystem die Triggerelektronik. Jeder Triggerbedingung entspricht eine auf Magnetplatten gespeicherte Datei, deren Inhalt mittels spezieller Programme abgerufen und in die angeschlossenen Elektronik-Komponenten transferiert werden kann. Zugleich wird der Status der Triggerelektronik auf einem farbigen Monitor auf übersichtliche Weise graphisch dargestellt.

Auf dem NORD-50-Computer schliesslich ist das in Kapitel 3 beschriebene Programm zur Ereignisrekonstruktion installiert. Es kann dort wahlweise im normalen off-line-Betrieb zur Datenanalyse vom Magnetband oder zur vollständigen On-line-Ereignisrekonstruktion benutzt werden.

¹³ Serial Autonomous TrAnsmiission of Nuclear data (SEN Electronique, Genf)

2.5 DATENNAHME FÜR DIE ASYMMETRIEMESSUNG

Die Daten für die Asymmetriemessung bei 200 GeV Strahlenergie wurden während der SPS-Strahlzeitperioden 1B-1C und 3B-3D in der ersten Hälfte des Jahres 1980 aufgezeichnet (Tabelle 4). Die Polarität des Strahls wurde (mit Ausnahme von 3D) in jeder Periode zweimal umgekehrt¹⁴, was technisch einfach durch Umkehr aller Magnetfelder des Strahltransportsystems realisiert wird; dabei wechselt zugleich die Polarisation des Strahls das Vorzeichen. Die Strahlintensität wurde, für μ^+ - und μ^- -Daten gleich, auf etwa $2 \cdot 10^7$ μ /Burst eingeregelt. Bei jeder Polaritätsumkehr wurde, um μ^+ - und μ^- -Daten mit gleicher Akzeptanz des Detektors aufzuzeichnen, die Feldrichtung des Spektrometermagneten umgekehrt.

Unterschiedliche Strahlenergien und unterschiedliche Feldstärken im Spektrometermagneten bei μ^+ - und μ^- -Messung sind wichtige Quellen systematischer Fehler (vgl. Kap.6.6). Besondere Sorgfalt wurde auf den Spektrometermagneten verwandt: um Remanenzeffekte so klein wie möglich zu halten, wurde er durch entsprechende Computer-Kontrolle der Stromversorgung während der gesamten Messzeit auf der gleichen Hysteresis-Schleife betrieben und die Messung auf spiegelsymmetrischen Arbeitspunkten im Strom-Feldstärke-Diagramm durchgeführt. Zum Anschalten des Magneten zu Beginn der Datennahmeperioden oder nach Stromausfällen wurde die Hysteresisschleife $1\frac{1}{4}$ mal durchfahren. Die

¹⁴ Häufigere Wechsel wären wünschenswert gewesen, um die systematischen Fehler zu verringern, waren aber aus technischen und organisatorischen Gründen nicht möglich. Gleiche Intensitäten von μ^+ - und μ^- -Strahl erfordern eine etwa dreifach höhere Protonenintensität für den μ^- -Strahl, und die dazu nötige Umverteilung des extrahierten Protonenstrahls auf die verschiedenen Produktionstargets führt leicht zu Konflikten mit allen anderen gleichzeitig laufenden Experimenten im SPS-Nordgelände.

TABELLE 4

Datennahmeperioden der Asymmetriemessung

Periode	Strahl	Datum (1980)	Run-Nummer ¹
1B	μ^+	1/2 - 4/2	3326 - 3382
	μ^-	4/2 - 9/2	3383 - 3459
	μ^+	9/2 - 11/2	3460 - 3505
1C	μ^-	15/2 - 18/2	3506 - 3542
	μ^+	18/2 - 22/2	3543 - 3611
	μ^-	22/2 - 25/2	3612 - 3670
3B	μ^+	26/4 - 28/4	4215 - 4257
	μ^-	28/4 - 2/5	4260 - 4328
	μ^+	2/5 - 5/5	4329 - 4373
3C	μ^-	12/5 - 14/5	4438 - 4484
	μ^+	14/5 - 17/5	4485 - 4540
	μ^-	17/5 - 18/5	4550 - 4568
3D	μ^-	24/5 - 26/5	4625 - 4659
	μ^+	26/5 - 29/5	4660 - 4698

¹ Ein "Run" entspricht einem Rohdatenband (≈ 30000 Trigger).
Kalibrationsdaten sind eingeschlossen.

Feldstärke wurde, wie auch die des Ablenkmagneten im Strahlimpuls-
spektrometer, kontinuierlich mit Hall-Sonden gemessen. Um verborgene

Kurzschlüsse im Spulensystem des Magneten zu entdecken, wurde der Spannungsabfall entlang jedem einzelnen Supermodul regelmässig überprüft.

Während der gesamten Messzeit wurden alle Detektoren mit besonderer Vorsicht behandelt und - bis auf unabdingbare Reparaturen - keine Veränderungen vorgenommen, um grösstmögliche Stabilität des Apparates über den relativ langen Zeitraum der Messung zu gewährleisten. Umbauten am Spektrometer waren gegenüber der Konfiguration, in der es schon in den Vorjahren (1978-1979) betrieben worden war, für die Asymmetriemessung nicht erforderlich.

Kapitel 3

DATENREDUZIERUNG

3.1 ÜBERSICHT

Das in FORTRAN IV geschriebene Programmsystem PATRAC¹⁵ [77] ist das wichtigste Werkzeug zur Analyse der experimentellen Daten. Es verarbeitet Datenbänder ereignisweise und umfasst Unterprogramme zur geometrischen Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung in Spektrometer und Hodoskopen, zur Rekonstruktion der Triggerentscheidung, Akkumulation der Zählraten, zum Lesen und Schreiben von Magnetbändern usw. und ist auf einer Vielzahl von Computersystemen im CERN und allen anderen am Experiment beteiligten Instituten installiert.

¹⁵ Ref. [77] beschreibt PATRAC in einer Form, die nur noch teilweise mit der für diese Arbeit benutzten Version übereinstimmt und enthält wesentliche Teile gar nicht; diese werden in der vorliegenden Arbeit ausführlicher beschrieben. Ähnliches gilt, in geringerem Ausmass, für die später beschriebenen Monte-Carlo-Programmsysteme GEANT [78] und SIMUL [79].

Zur Datenkompression ermöglicht PATRAC das Schreiben und Lesen von "Data Summary Tapes" (DST's) nach jedem abgeschlossenen Programmschritt (Spurrekonstruktion, Impulsbestimmung usw.) und unter frei wählbaren Auswahlkriterien. Für die Analyse tiefinelastischer Ereignisse verläuft die Kompression der Rohdatenbänder in zwei Stufen:

1. Alle Ereignisse werden bis zur Impuls- und Streuwinkelbestimmung einschliesslich rekonstruiert und zusammen mit den unveränderten Rohdaten auf ein DST geschrieben, wenn wenigstens eine Spur ein Kandidat für ein tiefinelastisches Ereignis ist. Dies ist der bei weitem rechenzeitaufwendigste Schritt der Analyse: für die vollständige kinematische Rekonstruktion eines Ereignisses benötigt der CDC 7600-Computer etwa 40 msec. Offensichtliche Untergrundereignisse (Schauer ohne rekonstruierte Spur und Halotrigger) werden ausgesondert; Zählraten werden unverändert auf das DST kopiert. Die erzielte Kompression variiert zwischen 1:2 und 1:10 und ist umso grösser, je höher die Strahlenergie und je weniger restriktiv die Triggerbedingungen waren.
2. Das DST wird mit einer verfeinerten Ereignisauswahl zum "Mini-DST" komprimiert, das alle kinematischen Variablen, eine Parametrisierung der Teilchenspur(en), die Triggerinformation sowie die wichtigsten Zählraten enthält. Ein Mini-DST fasst bis zu 10^6 Ereignisse; es dient zur endgültigen statistischen Analyse der Daten für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten und Strukturfunktionen.

Zur graphischen Darstellung statistisch verteilter Daten werden durchgehend die CERN-Programmsysteme HBOOK [80] und HPLOT [81] benutzt; mit letzterem wurden auch zahlreiche Abbildungen in der vorliegenden Arbeit erstellt.

3.2 EREIGNISREKONSTRUKTION IM NA4-SPEKTROMETER

3.2.1 Spurrekonstruktion

Die geometrische Rekonstruktion der Spur des gestreuten Myons ist im NA4-Spektrometer wegen der grossen Zahl gemessener Punkte und der niedrigen Teilchenmultiplizität vergleichsweise unkompliziert. Das Rekonstruktionsprogramm versucht in einem ersten Schritt, Projektionen der Spur auf die vier Halbebenen¹⁶ x^+ , x^- , y^+ und y^- , sogenannte "Segmente" zu identifizieren. Die vorläufige Unterteilung in Halbprojektionen ist deshalb notwendig, weil die aufeinanderfolgenden Oszillationen der Myonspur, die abwechselnd in der x^+/x^- - (bzw. y^+/y^- -) Projektion liegen, räumlich meist weit voneinander getrennt sind (vgl. Abb. 18). Die Suche nach Segmenten beginnt am Ende des Spektrometers, da das Erkennen des Anfangs der Spur oft durch das hadronische Schauer erschwert wird. Ein Segment besteht aus mindestens 3 Punkten (z_1, x_1) , (z_2, x_2) , (z_3, x_3) (bzw. (z_1, y_1) , (z_2, y_2) , (z_3, y_3)) in drei verschiedenen Kammern (d.h. $z_1 \neq z_2 \neq z_3 \neq z_1$), die sich auf höchstens fünf aufeinanderfolgende Kammern verteilen und für die die Bedingung

$$|x_1 - x_2| < 40\text{cm}$$

$$|x_2 - x_3| < 40\text{cm} \quad (3.1)$$

¹⁶ PATRAC benutzt ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem, dessen z-Achse in Strahlrichtung zeigt und in der Längsachse des Spektrometers, d.h. im Zentrum des Targets, liegt. Die x-Achse liegt in der Horizontalen und die y-Achse weist nach oben; aus historischen Gründen liegt der Punkt $x=y=z=0$ im Abstand von 600 cm vor dem ersten Target. In dieser Arbeit wird das gleiche Koordinatensystem benutzt.

erfüllt ist. An die drei Punkte eines solchen Minimalsegments wird eine Parabel angepasst und diese in die nächste Kammer extrapoliert. Findet das Programm innerhalb eines "Fensters" um die so vorhergesagte nächste Koordinate einen weiteren Punkt, werden die nunmehr 4 Punkte erneut mit einer Parabel gefittet, diese in die nächste Kammer extrapoliert usw. (von 5 Punkten an tritt an die Stelle der Parabel ein Polynom dritten Grades). Bei dieser schrittweisen Suche können maximal zwei aufeinanderfolgende Kammern übersprungen werden, wenn im Extrapolationsfenster, dessen Breite als Funktion der Krümmung der bis dahin gefundenen Spur bestimmt wird, kein oder mehr als ein Punkt gefunden werden. Die Rekonstruktion eines Segments wird abgebrochen, wenn das Programm über zwei übersprungene Kammern hinweg keinen weiteren Punkt findet oder die Extrapolation die Targetöffnung trifft bzw. - bei Halospuren - das Spektrometer verlässt. Die benutzten Punkte werden markiert und für die Suche nach weiteren Segmenten nicht erneut verwendet.

Ist die Suche nach Segmenten in allen 4 Halbprojektionen abgeschlossen und wurden mindestens ein x- und ein y-Segment gefunden, werden im nächsten Programmschritt Segmente, die in z-Richtung überlappen, zu Spuren im Raum kombiniert ("Matching"). Diese Suche basiert im wesentlichen auf dem Kriterium, dass der Anfangspunkt des x-Segments in z-Richtung möglichst nahe dem Anfangspunkt des y-Segments liegen soll und ebenso der letzte x-Punkt möglichst nahe dem letzten y-Punkt; die Optimierung dieses Algorithmus ist kritisch für die korrekte Rekonstruktion von mehreren Spuren von einem gemeinsamen Vertex, aber offensichtlich unproblematisch für tiefinelastische Ereignisse und wird daher hier nicht ausführlicher beschrieben. Eine genauere Diskussion ist in Ref. [77] zu finden. Spuren, die nur in einer Projektion rekonstruiert werden - in der Regel deshalb, weil das Spektrometer in der x-Projektion in einem Bereich von etwa $\pm 4\text{cm}$ um $x=0$ und ebenso in der y-Projektion um $y=0$ der Proportionalkammerrahmen wegen insensitiv ist - werden für die weitere Analyse nicht benutzt.

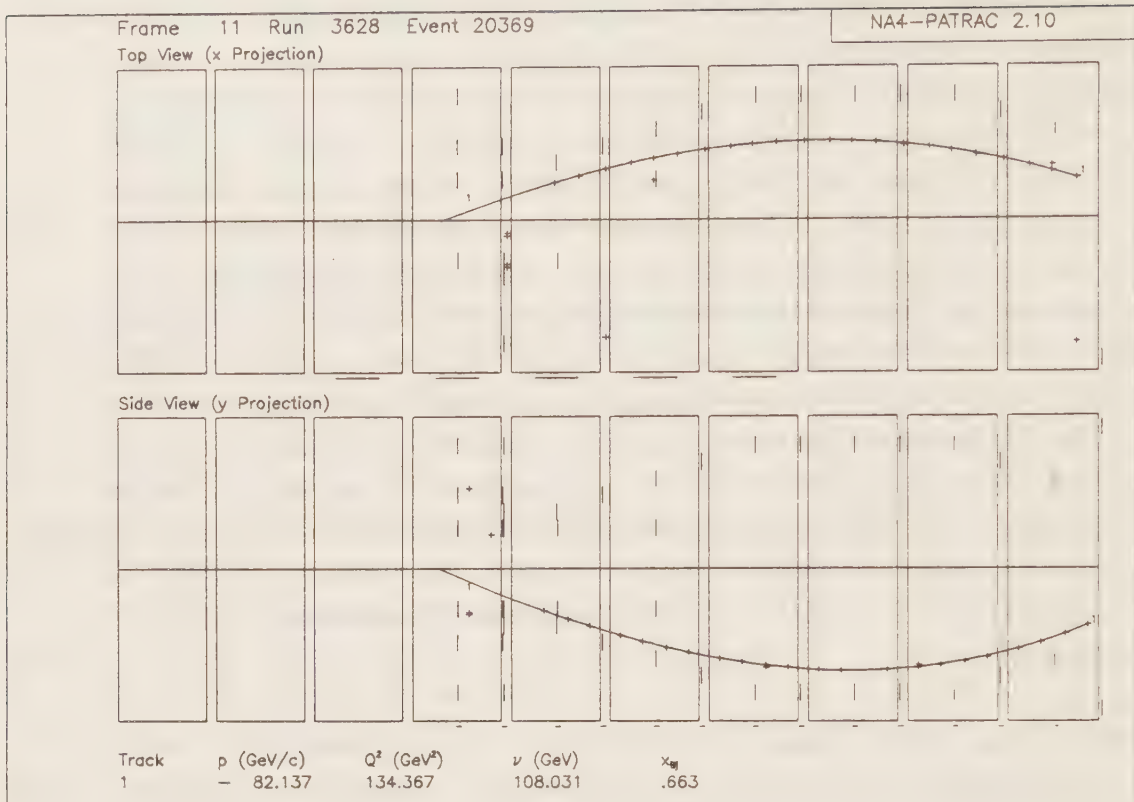


Abbildung 18: Computer-Rekonstruktion eines typischen Ereignisses

Wurden in einem Ereignis zwei oder mehr Spuren im Raum rekonstruiert, die in z-Richtung nicht überlappen (vgl. Abb. 18), prüft das Programm, ob es sich um aufeinanderfolgende Oszillationen der gleichen Myontrajektorie handelt. Dazu wird, für x- und y-Trajektorie getrennt, an die letzten 6 Punkte des jeweils vorderen und die ersten 6 Punkte des darauffolgenden Segments wieder ein gemeinsames Polynom dritten Grades angepasst; die zwei Spuren werden miteinander kombiniert, wenn die Summe der χ^2 der Fits in beiden Projektionen mit einer einzigen Spur verträglich ist. Dieser Programmschritt ist ebenfalls unkritisch, da für die Impuls- und Streuwinkelbestimmung stets nur die erste Oszillation einer Spur verwandt wird und eine fälschlich nicht an

die vorhergehende angeschlossene zweite bzw. dritte Oszillation noch nach der Impulsbestimmung zuverlässig identifiziert werden kann (vgl.3.2.3). Spuren mit mehr als drei Oszillationen um die Spektrometerachse wurden im Experiment nicht beobachtet.

3.2.2 Impuls- und Streuwinkelbestimmung

Die Bestimmung des Impulses von geladenen Teilchen durch Messung ihrer Trajektorie in einem Magnetfeld ist eines der zentralen Auswerteprobleme der Hochenergiephysik, jedoch existiert bis heute kein Verfahren, das jedem Typ von Experiment gerecht wird und sich gut zur numerischen Behandlung mit Computerprogrammen eignet¹⁷. Im NA4-Spektrometer liegt wegen der Inhomogenität des Magnetfeldes, Energieverlust im Eisen, Vielfachstreuung und endlicher Auflösung der Proportionalkammern eine der kompliziertesten denkbaren Ausgangssituationen vor. Die traditionelle Methode zur Lösung des Problems ist das trial-and-error-Verfahren, bei dem zunächst aus einfachen geometrischen Überlegungen ein Anfangswert für den Impuls abgeschätzt und daraus durch numerische Integration der Bewegungsgleichung, d.h. durch schrittweises "tracking" des Myons unter Berücksichtigung von magnetischer Ablenkung und Energieverlust, eine hypothetische Spur konstruiert wird; aus der Abweichung der so vorhergesagten von der gemessenen Trajektorie wird eine Korrektur für die Anfangsparameter berechnet und so das Verfahren iterativ wiederholt, bis die konstruierte Spur die gemessene optimal reproduziert. Diese Methode ist bei vergleichsweise geringem Programmieraufwand immer anwendbar¹⁸, hat

¹⁷ Siehe Ref. [82] für eine ausführliche neuere Übersicht über die gebräuchlichsten Verfahren.

¹⁸ Sie wurde z.B. im bekannten CDHS-Neutrinoexperiment benutzt

jedoch den Nachteil sehr hohen Rechenzeitaufwandes, der typisch um einen Faktor 10 grösser ist als mit dem hier beschriebenen Verfahren. Auch nutzt sie das Auflösungsvermögen des Spektrometers nicht optimal aus, da sie Impuls und Streuwinkel aus einem gemeinsamen Fit bestimmt (vgl. Abschnitt 3.2.2.2).

Für das NA4-Experiment ist eine genaue Kenntnis der Spektrometerauflösung von zentraler Bedeutung für die genaue Messung von differentiellen Wirkungsquerschnitten, und darüber hinaus stellt der Rechenzeitbedarf wegen der hohen Ereignisraten eine wichtige Randbedingung dar. Deshalb wurde ein weitgehend neues Verfahren entwickelt, das auf dem schon in mehreren Experimenten verwendeten "quintic spline"-Modell für die Myontrajektorie beruht, jedoch in vielfacher Hinsicht eine Neuentwicklung darstellt. Insbesondere wurden in die Fits von Impuls und Streuwinkel erstmalig für ein Experiment dieser Komplexität vollständige Gewichtsmatrizen eingeführt, die alle experimentellen Fehler, unter Einschluss von Korrelationen, fast exakt beschreiben - fast in dem Sinne, dass sie die Vielfachstreuung in der Gauss'schen Näherung, also unter Vernachlässigung von Molière-Streuung [84,85] behandeln und stochastische Effekte im Energieverlust, insbesondere durch radiative Energieverluste, nicht berücksichtigt werden. Dieser Ansatz wird a posteriori durch das Studium von χ^2 -Verteilungen gerechtfertigt. Die folgende Darstellung beschränkt sich auf einen kurzen Abriss, der die Diskussion des Auflösungsvermögens des Spektrometers (Kap. 4.1) verständlich machen soll; eine ausführlichere Beschreibung der kinematischen Fits ist in Vorbereitung [90].

Das mathematische Modell für die Myonspur wurde ursprünglich von H. Wind entwickelt [86,87]; in Ref. [77] ist es erstmals, auf mehr intuitive Weise, auf den Fall endlichen Energieverlustes verallgemeinert. In Ref. [88] wird das Spurmodell für Trajektorien mit Energieverlust

[83].

exakt hergeleitet und gezeigt, wie sich der Fit von Impuls und Streuwinkel, der ursprünglich als ein 5-Parameter-Fit behandelt wurde [87], auf separate 1-Parameter-Fits reduzieren lässt, wodurch die optimale statistische Behandlung des Problems sehr transparent wird. In derselben Arbeit werden die Fehlermatrizen erstmals vollständig berechnet. Die vorliegende Arbeit (und die Programmierung) folgen Ref. [88] weitgehend, lediglich die Berechnung der Fehlermatrizen wurde an einigen Stellen modifiziert [89].

3.2.2.1 Das Modell für die Myonspur

Die Bewegungsgleichung für ein relativistisches Myon mit Impuls p in einem Magnetfeld B , in dem es einen kontinuierlichen Energieverlust $f(p)$ erleidet, ist¹⁹

$$d\underline{p}/dt = e(\underline{v} \times \underline{B}) - f(p)\underline{v} \quad (3.2)$$

In dieser Notation ist die Lichtgeschwindigkeit zu $c = 1$ angenommen und $\underline{v}$ ist ein Einheitsvektor in der momentanen Bewegungsrichtung des Teilchens. Aus (3.2) lassen sich einfache Differentialgleichungen zweiter Ordnung für die Teilchenspur in Ortskoordinaten herleiten [86,88]:

$$\begin{aligned} x'' &= eF(x', y', B_x, B_y, B_z)/p(z) \\ &= e\sqrt{(1+x'^2+y'^2)} [y'B_z - (1+x'^2)B_y + x'y'B_x]/p(z) \end{aligned}$$

¹⁹ Im folgenden bezeichnen unterstrichene Grössen Vektoren und gestrichene Grössen Ableitungen nach der z -Koordinate.

$$\begin{aligned}
 y'' &= eG(x', y', B_x, B_y, B_z)/p(z) \\
 &= e\sqrt{(1+x'^2+y'^2)} [-x'B_z + (1+y'^2)B_x + x'y'B_y]/p(z)
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Durch zweimalige Integration über z erhält man die Gleichungen für das Spurmodell:

$$\begin{aligned}
 x(z) &= a_1 + a_2 z + X(z)/p_1 \\
 y(z) &= b_1 + b_2 z + Y(z)/p_1
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Darin sind a_1 , a_2 , b_1 , und b_2 Integrationskonstanten und $X(z)$ und $Y(z)$ sind nach (3.3) gegeben durch

$$\begin{aligned}
 X(z) &= e \int_{z_1}^z \int_{z_1}^u \frac{F(v) dv du}{1 - (1/p_1) \int f ds} \\
 Y(z) &= e \int_{z_1}^z \int_{z_1}^u \frac{G(v) dv du}{1 - (1/p_1) \int f ds}
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

p_1 ist der Betrag des Impulses am Anfang der Spur und das Integral im Nenner bezeichnet ein Linienintegral über den Energieverlust entlang der Spur zwischen dem Anfangspunkt (x_1, y_1, z_1) und (x, y, z) , das numerisch berechnet wird. Für die Integration über z werden an die gemessenen Koordinaten der Myonspur in x und y Polynome dritten Grades angepasst, aus denen sich analytisch die lokalen ersten Ableitungen x' und y' berechnen lassen; da stets $x'^2, y'^2 \ll 1$ gilt, ist ihre Genauigkeit nicht kritisch (vgl. (3.3)). Diese Ableitungen, das Magnetfeld sowie der lokale Impuls $p(z) = p_1 - \int f ds$ werden über ein Intervall in z , das der Dicke einer der Eisenplatten des Spektrometers entspricht, näherungsweise als konstant angenommen; zwischen den Platten verschwinden die Funktionen $F(z)$ und $G(z)$ unter der Annahme $B = 0$. Die Integranden in (3.5) werden unter diesen Annahmen zu einfachen

Stufenfunktionen, d.h. zu Spline-Funktionen nullter Ordnung in modernerer mathematischer Terminologie; die Integrale sind damit nach einer einfachen Trapezregel exakt berechenbar und die Funktionen $x(z)$ und $y(z)$ des Spurmodells (3.4) werden zu Spline-Funktionen zweiter Ordnung²⁰.

3.2.2.2 Fit der Spurparameter

Die Parameter a_1 und b_1 bzw. a_2 und b_2 in Gl. (3.4) haben die Bedeutung von Ortskoordinaten bzw. Steigungen am Anfangspunkt der betrachteten Spur. Da x - und y -Koordinaten des gestreuten Myons von den Proportionalkammern abwechselnd an verschiedenen z -Koordinaten gemessen werden, ist die Wahl des Anfangspunktes nicht eindeutig. Sind (z_i^X, x_i) und (z_i^Y, y_i) die gemessenen Punkte, ist es am zweckmässigsten, als Anfangspunkt den mit

$$z_1 = \max(z_1^X, z_1^Y) \quad (3.6)$$

zu wählen; ist dies z_1^X , lässt sich die y -Koordinate bei diesem z aus der kubischen Interpolation berechnen und umgekehrt. Damit sind a_1 und b_1 bereits so genau bestimmt, dass der Einfluss ihres Fehlers auf die Bestimmung von Impuls und Streuwinkel vernachlässigbar ist.

Für die Impulsbestimmung lassen sich weiter die Unbekannten a_2 und b_2 vorläufig eliminieren, indem man folgende Grössen einführt:

²⁰ In der Originalarbeit von Wind [86] werden die Integranden allgemeiner durch Spline-Funktionen dritter Ordnung approximiert, d.h. die Funktionen (3.4) sind Spline-Funktionen fünfter Ordnung. Aus diesem Grund ist das Verfahren besser unter dem Namen "quintic spline model" bekannt.

$$s_i = (x_{i+1} - x_i) / (z_{i+1} - z_i)$$

$$t_i = (y_{i+1} - y_i) / (z_{i+1} - z_i) \quad (3.7)$$

$$\alpha_i = s_{i+1} - s_i$$

$$\beta_i = t_{i+1} - t_i \quad (3.8)$$

sowie mit $X(z)$ und $Y(z)$ aus (3.5):

$$A_i = \frac{X(z_{i+2}) - X(z_{i+1})}{z_{i+2} - z_{i+1}} - \frac{X(z_{i+1}) - X(z_i)}{z_{i+1} - z_i}$$

$$B_i = \frac{Y(z_{i+2}) - Y(z_{i+1})}{z_{i+2} - z_{i+1}} - \frac{Y(z_{i+1}) - Y(z_i)}{z_{i+1} - z_i} ; \quad (3.9)$$

s_i und t_i bzw. α_i und β_i haben die anschauliche geometrische Bedeutung mittlerer lokaler Steigungen bzw., bis auf einen Faktor $1/(z_{i+2} - z_i)$, lokaler Krümmungen der Spur in der jeweiligen Projektion. Aus (3.4) erhält man damit durch triviale Umformung

$$\alpha_i = A_i / p_1$$

$$\beta_i = B_i / p_1. \quad (3.10)$$

Berechnet man also α_i und β_i aus gemessenen Koordinaten, erhält man lokale Schätzwerte für den Anfangsimpuls vermöge Gl. (3.10). Damit lässt sich die folgende Ausgangsgleichung für eine χ^2 -Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate aufstellen:

$$\chi^2 = \sum_i \sum_j (\alpha_i - A_i / p_1) (E^{-1})_{ij} (\alpha_j - A_j / p_1) + \sum_k \sum_l (\beta_k - B_k / p_1) (E^{-1})_{kl} (\beta_l - B_l / p_1) . \quad (3.11)$$

Die Kovarianzmatrizen $(E^{-1})_{ij}$ und $(E^{-1})_{kl}$ sind die Inversen der Fehlermatrizen $E_{ij} = E(\alpha_i \alpha_j)$ und $E_{kl} = E(\beta_k \beta_l)$ für die lokalen Krümmungen, die durch Vielfachstreuung und Ortsauflösung der Proportionalkammern bestimmt sind; ihre Berechnung ist in [88] und [89] ausführlich beschrieben. Durch Minimalisierung von (3.11), $d\chi^2/d(1/p_1) = 0$, erhält man, unter Vernachlässigung der schwachen Impulsabhängigkeit der A_i , B_j und der Fehlermatrizen:

$$- \frac{1}{p_1} = \frac{\sum_i \sum_j (E^{-1})_{ij} A_i \alpha_j + \sum_k \sum_l (E^{-1})_{kl} B_k \beta_l}{\sum_i \sum_j (E^{-1})_{ij} A_i A_j + \sum_k \sum_l (E^{-1})_{kl} B_k B_l} \quad (3.12)$$

Die Grössen A_i und B_j hängen wegen der Impulsabhängigkeit des Energieverlustes $f(p)$ selbst von p_1 ab (vgl. (3.9) und (3.5)). Der Anfangsimpuls wird daher aus (3.12) iterativ bestimmt; dies Verfahren ist unkritisch, solange der Energieverlust entlang der Spur nicht ähnlich gross wird wie die Anfangsenergie selbst, d.h. der Nenner in den Integralen (3.5) nicht $\ll 1$ wird. Für solche Ereignisse - das sind Spuren mit weniger als etwa 10 GeV/c Anfangsimpuls - konvergiert das Verfahren nur langsam oder gar nicht. Für alle vom Trigger und von der Ereignisauswahl akzeptierten Spuren konvergiert das Verfahren jedoch zuverlässig nach 2-3 Iterationen auf mindestens 1%.

Für den Fit der Steigungen a_2 und b_2 lässt sich jetzt aus den Spurgleichungen (3.4) der Anfangsimpuls p_1 (3.12) eliminieren:

$$\begin{aligned} x_i^C &= x_i - X(z_i)/p_1 \cong a_1 + a_2 z_i \\ y_i^C &= y_i - Y(z_i)/p_1 \cong b_1 + b_2 z_i ; \end{aligned} \quad (3.13)$$

die Grössen $X(z)/p_1$ und $Y(z)/p_1$ haben die anschauliche geometrische Bedeutung der lateralen magnetischen Ablenkung in der jeweiligen Projektion als Funktion von z , und die so gebildeten Koordinaten x_i^C und

y_i^C liegen, im Rahmen der Genauigkeit von p_1 , auf Geraden der Steigungen a_2 bzw. b_2 . Schätzwerte für a_2 sind die analog zu (3.7) gebildeten lokalen Steigungen

$$s_i^C = (x_{i+1}^C - x_i^C)/(z_{i+1} - z_i) \quad (3.14)$$

so dass die Ausgangsgleichung für die χ^2 -Anpassung lautet:

$$\chi^2 = \sum_i \sum_j (s_i^C - a_2)(E^{-1})_{ij}(s_j^C - a_2) , \quad (3.15)$$

worin $(E^{-1})_{ij}$ jetzt die Inverse der Fehlermatrix $E_{ij} = E(s_i, s_j)$ für die lokalen Steigungen ist [88,89]. Aus (3.15) erhält man mit der Minimalisierung $d\chi^2/da_2 = 0$, und unter Beachtung der Symmetrie von $(E^{-1})_{ij}$:

$$a_2 = \frac{\sum_i \sum_j s_i^C (E^{-1})_{ij}}{\sum_i \sum_j (E^{-1})_{ij}} \quad (3.16)$$

Die Berechnung von b_2 verläuft analog. Anders als für den Fit von p_1 sind für den Fit der Steigungen keine Iterationen notwendig.

Die Eigenschaften der Fehler- bzw. Kovarianzmatrizen sind in Ref. [88,90] ausführlich diskutiert. Die genaue Beschreibung von Ortsauflösung der Proportionalkammern und Vielfachstreuung, die in die Konstruktion dieser Matrizen eingeht, ist für die Berechnung von p_1 (3.12) eher unkritisch, während der mittlere Fehler von a_2 bzw b_2 (3.16) sehr empfindlich von der richtigen Wahl der Fehlermatrix abhängt. Der physikalische Grund dafür ist, dass sich die Korrelation zwischen Impuls und lokalen Krümmungen α_i und β_i (3.10), die überwiegend durch Vielfachstreuung begrenzt ist, entlang der Spur nur unwesentlich verschlechtert, während die Information über die anfängliche Steigung mit wachsender Entfernung vom Anfangspunkt, ebenfalls durch Vielfach-

streuung, schnell zerstört wird. Der Impuls wird daher aus nahezu gleichmässiger Mittelung über die gesamte Spur berechnet, während zur Berechnung der Steigungen, abhängig von p_1 , typisch nur die ersten 2-5 Punkte in jeder Projektion signifikant beitragen.

3.2.2.3 Extrapolation der Myonspur zum Target

Durch die Konstruktion des Spektrometers bedingt, wird die Spur des gestreuten Myons in den Proportionalkammern erst sichtbar, nachdem sie einen gewissen Weg - typisch einige Meter - im Eisen zurückgelegt hat. Die gemessene Trajektorie muss daher noch für magnetische Ablenkung und Energieverlust im "unsichtbaren" Teil der Spur korrigiert werden. Dazu werden die Bewegungsgleichungen (3.3) mit den Anfangsbedingungen aus dem kinematischen Fit in Schritten, die der Dicke einer Eisenplatte entsprechen, in einem klassischen Runge-Kutta-Verfahren nach dem sog. Nyström-Algorithmus [91] numerisch integriert. Sobald die Spur dabei das Spektrometereisen verlässt, wird sie linear zum Target extrapoliert und durch Berechnung eines kleinsten Abstandes zum Targetzentrum ein vorläufiger Ereignisvertex konstruiert. Nach Korrektur der Impulse des einlaufenden und des gestreuten Myons für Energieverlust im Target können so Impuls und Streuwinkel sowie die kinematischen Variablen Q^2 und v vorläufig berechnet werden; endgültig werden sie nach der Rekonstruktion der Spur des einlaufenden Myons in den Strahlhodoskopen bestimmt.

3.3 EREIGNISREKONSTRUKTION IN DEN STRAHLHODOSKOPEN

3.3.1 Messung des Strahlimpulses

3.3.1.1 Spurrekonstruktion im Strahlimpulsspektrometer

Die Suche nach Spuren in den Hodoskopen des Strahlimpulsspektrometers (vgl. Kap. 2.1.2) verläuft in drei Schritten. Zunächst werden, in den vier Ebenen getrennt, diejenigen Szintillatoren zu Gruppen ("Clusters") zusammengefasst, die innerhalb der Zeitauflösung der Zähler von ca. 1 nsec gleichzeitig angesprochen haben. Im zweiten Schritt wird geprüft, ob die so gefundenen Cluster geometrisch wohldefiniert sind, d.h., alle zugehörigen Szintillatoren einander benachbart sind oder überlappen. Für zusammenhängende Cluster wird der Schwerpunkt der zugehörigen Szintillatoren als Durchgangsort des Myons angenommen; nicht zusammenhängende Cluster werden für die Impulsbestimmung nicht benutzt.

Im dritten Schritt wird versucht, Cluster in den verschiedenen Hodoskop-Ebenen miteinander zu korrelieren. Eine Spur im Strahlimpulsspektrometer ist definiert als eine Kombination von mindestens 3 Clustern, deren mittlere Flugzeit - wiederum innerhalb der Zeitauflösung von ca. 1 nsec - übereinstimmt. Wie in jedem Magnetspektrometer lässt sich dann aus mindestens zwei Punkten vor und einem Punkt hinter dem Magneten (bzw. umgekehrt) der Teilchenimpuls berechnen. Aufgrund der ausgezeichneten Zeitauflösung der Szintillatoren und der Elektronik können Ereignisse, in denen zwei oder mehr Myonen das Spektrometer im Abstand von wenigen nsec durchlaufen, noch zuverlässig identifiziert werden.

3.3.1.2 Berechnung des Strahlimpulses

Da das optische System des Spektrometers mehrere Quadrupole einschliesst (vgl. Kap. 2.1.2), lässt sich der Myonimpuls nicht durch einfache geometrische Überlegungen unmittelbar aus den Hodoskop-Koordinaten berechnen. Statt dessen werden die vier Koordinaten y_i , $i = 1 \dots 4$, in der Ablenkebene des Spektrometers als Funktion der Koordinaten auf der gegenüberliegenden Seite des Ablenkmagneten sowie als Funktion der relativen Abweichung $q = (p - p_0)/p_0$ vom nominellen Mittelwert des Strahlimpulses p_0 entwickelt. Für Strahlen mit kleinem Phasenraumvolumen lässt sich zeigen, dass eine Entwicklung erster Ordnung in den Koordinaten und zweiter Ordnung in q eine - gemessen an der Ortsauflösung der Hodoskope - völlig ausreichende Genauigkeit ergibt [92]:

$$y_1 = A_1 y_3 + B_1 y_4 + C_1 q + (D_1 y_3 + E_1 y_4 + F_1 q) \cdot q \quad (3.17)$$

und entsprechend für y_2 , y_3 und y_4 . Die 24 Koeffizienten $A_i, \dots, F_i$ werden aus einer Monte-Carlo-Simulation von Myonspuren durch das Spektrometer bestimmt [93]. Die Berechnung des Strahlimpulses reduziert sich damit auf die triviale Lösung der quadratischen Gleichung (3.17). Wurden für eine Spur alle vier möglichen Koordinaten gemessen, ist der Impuls überbestimmt und wird als arithmetisches Mittel über die vier nach (3.17) berechneten Impulse angenommen.

3.3.2 Spurrekonstruktion in den NA4-Strahlhodoskopen

Die Algorithmen zur Bestimmung von Clustern und Spuren in den Hodoskopen H_5 , H_6 , H_7 und H_8 (vgl. Kap. 2.2.3) sind sehr ähnlich den entsprechenden Programmen für das Strahlimpulsspektrometer aufgebaut; lediglich die Definition von Clustern ist dem andersartigen Aufbau der Hodoskope (vgl. Abb. 12) angepasst. Eine Spur durch die

Strahlhodoskope ist definiert als eine Kombination aus einer Spur im Strahlimpulsspektrometer, einem Cluster im Hodoskop H_5 (das für jedes Ereignis existieren muss, da ein Signal dieses Hodoskops im Trigger verlangt wird) sowie möglicherweise - je nach Wechselwirkungsort - weiteren Clustern in den Hodoskopen H_6 - H_9 , die wiederum alle zeitlich (innerhalb ≈ 1 nsec) miteinander verträglich sein müssen. Das Zentrum des Clusters in H_5 bestimmt den Auftreffpunkt des Myons auf das Target; werden in den folgenden Hodoskopen weitere Cluster gefunden, lässt sich auch der Einfallswinkel des Myons berechnen. Zum experimentellen Fehler dieses Winkels ($\sigma \approx 0.5$ mrad) tragen die Ortsauflösung der Hodoskope und Vielfachstreuung im Target in ungefähr gleichem Masse bei.

Kapitel 4

MONTE-CARLO-SIMULATION DES EXPERIMENTS

Die klassische Aufgabe der Monte-Carlo-Simulation von hochenergiephysikalischen Experimenten ist die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Apparates als Funktion der für den jeweils untersuchten Typ von Wechselwirkung relevanten kinematischen Variablen. Im Fall des NA4-Spektrometers ist dafür, neben der Berechnung der rein geometrischen Akzeptanz, die genaue Simulation von Vielfachstreuung und Auflösungsvermögen der Detektoren von Bedeutung, um die dadurch bedingten zufälligen Fehler in der Rekonstruktion der kinematischen Variablen korrekt zu reproduzieren. Für die Messung von differentiellen Wirkungsquerschnitten und Strukturfunktionen mit einem Eisenspektrometer stellt die korrekte Behandlung der "Auflösungsfunktion" des Apparates ein zentrales und bislang nicht überzeugend gelöstes Problem dar.

Für die Messung der B-Asymmetrie ist die explizite Kenntnis der Akzeptanz ohne Bedeutung, da sie bei der Berechnung des Verhältnisses von zwei Wirkungsquerschnitten, die mit dem gleichen Apparat und unter identischen Triggerbedingungen gemessen wurden, herausfällt (vgl. (1.45)). Statt dessen steht hier die Berechnung systematischer Fehler im Vordergrund (vgl. Kap. 6.2 und 6.6), deren Ausbreitung zwar überwiegend von der analytischen Form des tiefinelastischen Wirkungsquerschnitts bestimmt, aber von Akzeptanz und Auflösungsvermögen mitbeeinflusst wird.

Zur technischen Realisierung der Monte-Carlo-Rechnungen wird das Programmsystem GEANT [78] benutzt, ein universelles Simulationsprogramm, das alle Standardprobleme wie die numerische Berechnung von Teilchenspuren in beliebigen Magnetfeldern, Vielfachstreuung (vgl. dazu Kap. 5.1.2), oder die Berechnung und Digitalisierung von Teilchenkoordinaten in Proportional- und Driftkammern behandelt und die erzeugten Ereignisse auf Magnetband schreibt. Ein speziell für das NA4-Spektrometer entwickeltes Programm SIMUL [79] stellt die Verbindung ("Interface") zwischen GEANT und dem Apparat her. Es beschreibt die genaue Geometrie des Spektrometermagneten, des Targets und aller Detektoren, enthält die Strahlungslängen aller verwendeten Materialien zur Berechnung der Vielfachstreuung und simuliert physikalische Prozesse, die spezifisch für das Experiment sind: die Kinematik der untersuchten Wechselwirkung, den Energieverlust von Myonen in Materie, Untergrund aus hadronischen und elektromagnetischen Prozessen usw.

Das Format der von GEANT/SIMUL geschriebenen Magnetbänder ist dem der Rohdatenbänder soweit wie möglich angenähert, so dass sie mit dem gleichen Rekonstruktions- und Analyseprogramm wie die experimentellen Daten verarbeitet werden können. Als zusätzliche Information enthalten die Monte-Carlo-Bänder Energie und Spurparameter des für jedes Ereignis erzeugten Strahlmyons, den Wechselwirkungsort sowie die kinematischen Variablen des gestreuten Myons.

4.1 SIMULATION DES MYONSTRAHLS

Der Phasenraum des einlaufenden Strahls wird am Ort des ersten Strahlhodoskops H_5 erzeugt, also unmittelbar vor dem Auftreffen auf das Kohlenstofftarget. Die Energie des Myons wird entsprechend einer gemessenen Verteilung simuliert (vgl. Abb. 27), Anfangskoordinaten und -winkel hingegen als Gauss-Verteilungen entsprechend Messungen mit den Strahlhodoskopen. Die Strahlsimulation schliesst statistische Korrelationen zwischen den Phasenraumvariablen ein, insbesondere die - durch die Dispersion des letzten vertikalen Ablenkmagneten im Strahl bedingte - Korrelation zwischen dem Strahlimpuls und der y-Koordinate des Auftreffpunktes.

Das einlaufende Myon wird schrittweise, unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung und Energieverlust, durch das Target zum Wechselwirkungsort transportiert; dabei wird in jedem getroffenen Hodoskop der getroffene Szintillator bestimmt. Verlässt das Myon wegen eines grossen Einfallswinkels oder Vielfachstreuung das Target, wird keine Wechselwirkung simuliert, jedoch wird das Ereignis trotzdem zu Normalisierungszwecken auf Magnetband geschrieben.

4.2 TIEFINELASTISCHE WECHSELWIRKUNG

Die z-Koordinate des Ereignisvertex wird als gleichverteilt über die Länge des Targets angenommen, während sich x- und y-Koordinaten aus dem Strahltransport bis zu diesem Punkt ergeben. Die Kinematik der tiefinelastischen Wechselwirkung²¹ wird in den Variablen Q^2 und x

²¹ SIMUL erlaubt nicht nur die Simulation der tiefinelastischen Wechselwirkung, sondern auch die Erzeugung von Ereignissen mit mehreren Myonen im Endzustand gemäss verschiedenen physikalischen

simuliert; daraus werden die Variablen p und θ (Impuls und Ablenkwinkel des gestreuten Myons) unter Benutzung der Energie E_0 und der Steigung der Spur des einlaufenden Myons am Vertex berechnet. Der Azimutwinkel ϕ wird gleichverteilt zwischen 0 und 2π erzeugt.

Die Wahl des Wirkungsquerschnitts ist zu diesem Zeitpunkt unerheblich, da der tatsächliche "physikalische" Wirkungsquerschnitt erst in einem späteren Stadium der Analyse durch Einführung entsprechender Gewichtungsfaktoren berücksichtigt wird. Für die in dieser Arbeit benutzten Monte-Carlo-Daten wurde

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{k}{Q^2} \cdot \frac{1-x}{1-x_0} \quad (4.1)$$

mit

$$x_0 = Q^2_{\min}/2ME_0 \quad (4.2)$$

benutzt²², worin k eine belanglose Normalisierungskonstante und $Q^2_{\min}$ das minimale Q^2 der erzeugten Ereignisse ist.

Mechanismen, wie π/K -Zerfall, Zerfall von Charm-Zuständen (J/ψ , Λ_c , D-Mesonen usw.) oder elektromagnetische Produktion von Triplets. Im Rahmen dieser Arbeit sind solche Rechnungen zur Abschätzung von Untergrund aus π/K -Zerfällen von Bedeutung.

²² Diese Wahl des Wirkungsquerschnitts ist für die Berechnung der Strukturfunktionen optimiert. Sie unterschätzt absichtlich den steilen Abfall des physikalischen Wirkungsquerschnitts mit Q^2 und x , um nicht die ohnehin erheblichen statistischen Fehler der Messung bei grossen x und Q^2 durch statistische Fehler der Monte-Carlo-Simulation, d.h. der Akzeptanzberechnung, weiter zu vergrössern.

Ein exakt nicht lösbares Problem stellt die Simulation der elektromagnetischen und hadronischen Schauer dar, die sich aus dem hadronischen Endzustand der Wechselwirkung entwickeln; diese Art von Untergrund führt zu gelegentlichen Fehlrekonstruktionen in der Spurerkennung und verschlechtert damit scheinbar die Spektrometerauflösung. Vollständige und detaillierte Schauerrechnungen sind in einer Simulation von 10^6 und mehr Ereignissen, selbst wenn dafür zuverlässige Programme existierten, schon wegen des erforderlichen Aufwandes an Rechenzeit ausgeschlossen. Statt dessen wurde ein sehr viel einfacheres, rein phänomenologisches Verfahren gewählt: die statistische Verteilung von Untergrund in Proportionalkammern und Triggerzählern nahe dem Vertex (vgl. Abb. 18) wurde empirisch aus den experimentellen Daten bestimmt; im Monte-Carlo-Programm werden Untergrundsignale gemäss diesen Verteilungen zufallserzeugt und dem simulierten Ereignis überlagert.

4.3 SIMULATION DER MYONSPUR IM SPEKTROMETER

Das gestreute Myon wird für den verbleibenden Weg durch das Target - der noch mehrere Meter lang sein kann - genau wie das einlaufende behandelt. Von dem Punkt an, an dem es das Target verlässt und das Spektrometereisen erreicht, wird seine Trajektorie durch numerische Integration der Bewegungsgleichungen im Magnetfeld in Schritten von der Dicke einer Eisenplatte (≈ 11 cm) berechnet; dafür wird der gleiche Algorithmus [91] wie für die Berechnung des "unsichtbaren" Teils der Spur in der Ereignisrekonstruktion benutzt (vgl. Kap. 2.3.3.2). Nach jedem Integrationsschritt werden Vielfachstreuung und Energieverlust in der Eisenplatte simuliert und die Spurparameter p , x , y , dx/dz und dy/dz entsprechend korrigiert. Trifft die Spur auf einen Triggerzähler oder eine Proportionalkammer, werden die entsprechenden Koordinaten in die Nummer des getroffenen Ringes bzw. - unter Berücksichtigung des Auflösungsverhaltens der Kammern (vgl. Kap. 5.1.1) - in Drahtadressen umgerechnet.

Sobald das Myon im Eisen stoppt oder das Spektrometer verlässt, wird die Simulation des Ereignisses abgebrochen und die Adressen aller getroffenen Szintillatoren und MWPC-Drähte werden auf Band geschrieben.

Kapitel 5

KALIBRATION DES SPEKTROMETERS

Nach der mehr mathematisch-technischen Beschreibung der wichtigsten Programme des Experiments in den beiden vorausgegangenen Kapiteln soll hier kurz die Behandlung der physikalischen Prozesse diskutiert werden, die in die Ereignisrekonstruktion und -simulation eingehen. Die Darstellung konzentriert sich auf Verfahren, die für dieses Experiment ganz oder teilweise neu entwickelt wurden.

5.1 UNTERSUCHUNGEN ZUM AUFLÖSUNGSVERMÖGEN

Das Auflösungsvermögen jedes Spektrometers ist begrenzt durch Vielfachstreuung und durch die endliche Ortsauflösung der verwendeten Detektoren. Im NA4-Spektrometer sind beide Effekte von der gleichen Größenordnung: der Messfehler der Proportionalkammern und die Ablenkung der Myonspur zwischen zwei Kammern durch Vielfachstreuung sind gleich gross bei einer Energie von 60 GeV, etwas weniger als die mittlere Energie der gestreuten Myonen von 80 GeV. Die exakte Theorie der Vielfachstreuung ist mathematisch komplex, und ihr gegenüber kann die Ortsauflösung der Proportionalkammern leicht als triviales Pro-

blem erscheinen. Überraschend stellte sich jedoch heraus, dass - zumindest für das NA4-Spektrometer, und in Verbindung mit den in Kapitel 3.2.2 beschriebenen kinematischen Fits - die verbreitet gebräuchliche, aber stark vereinfachte Beschreibung der Vielfachstreuung in der Gauss'schen Näherung [98] völlig ausreicht, wohingegen sich das Auflösungsvermögen der Proportionalkammern nicht, wie sonst üblich, mit einem ausschliesslich geometrischen Modell beschreiben lässt.

Die nachfolgende Darstellung konzentriert sich auf eine Beschreibung der physikalischen Effekte, die das Auflösungsvermögen bestimmen²³, und ihre Einbeziehung in die Monte-Carlo-Simulation. Eine geschlossene mathematische Darstellung der Auflösungsfunktion wurde nicht versucht. Sie wäre sehr kompliziert, da die statistische Verteilung der Messfehler in den wichtigsten kinematischen Variablen nicht Gauss-Form hat und in den meisten Fällen auch asymmetrisch ist, und überdies nutzlos, da in der Praxis zur quantitativen Untersuchung von Auflösungseffekten stets Monte-Carlo-Rechnungen verwandt werden.

5.1.1 Ortsauflösung der Proportionalkammern

Im einfachsten Modell einer Proportionalkammer mit Drahtabstand d ist ein Draht nach beiden Seiten bis zu einer Entfernung von genau $d/2$ empfindlich. Mathematisch entspricht dem eine kastenförmige Verteilung der Varianz

²³ Ausgespart ist hier das wichtige (und in diesem Experiment durchaus nicht triviale), aber physikalisch unergiebiges Problem der geometrischen Justierung ("Alignment") der Proportionalkammern. Einzelheiten dazu sind in Ref. [99] zu finden.

$$\sigma^2 = (1/d) \int_{-d/2}^{d/2} x^2 dx = d^2/12 ; \quad (5.1)$$

bei 0.4 cm Drahtabstand ist also $\sigma = 0.115 \text{ cm}^{24}$.

Eine Untersuchung von χ^2 -Verteilungen der kinematischen Fits von experimentell gemessenen Spuren (vgl. dazu ausführlicher Abschnitt 5.1.3) zeigt jedoch, dass dieses Modell den effektiven Messfehler der Kammern beträchtlich unterschätzt. Um ihn aus den experimentellen Daten zu bestimmen, wurde folgende Technik angewandt: Aus Spuren mit 7 oder mehr Koordinaten in mindestens einer Projektion wurden alle möglichen Teilsegmente von 7 oder mehr aufeinanderfolgenden Koordinaten ausgewählt; aus den ersten und den letzten 3 wurde durch parabolische Interpolation die erwartete Koordinate in der mittleren Kammer berechnet. Von der Differenz zwischen der vorhergesagten und der gemessenen Koordinate wurden Histogramme erstellt, und zwar getrennt für experimentelle und Monte-Carlo-Daten sowie, um eine etwaige Impulsabhängigkeit der effektiven Auflösung zu untersuchen, in

²⁴ In einer realistischen, dreidimensionalen Kammer verbessert sich die Auflösung für Spuren, die - in Richtung der Auslesedrähte gesehen - unter einem projizierten Winkel $\theta \neq 0^\circ$ auftreten. Es gilt dann

$$\sigma^2 \cong (d^2/12) \cdot [1 - 3(g_{\text{eff}}/d)\tan\theta] ;$$

darin ist g_{eff} das "effective gap", also die Distanz entlang der Kammernormalen, über welche die Ionisation des Füllgases von den Auslesedrähten registriert wird, und $(g_{\text{eff}}/d)\tan\theta$ die Breite des Bereiches zwischen zwei benachbarten Auslesedrähten, innerhalb dessen ein durchfliegendes Teilchen von beiden Drähten registriert wird. Für die NA4-Proportionalkammern wurde $g_{\text{eff}} = 0.13 \text{ cm}$ gemessen [99]; damit verbessert sich σ für typische Winkel ($\theta = 0 \dots 100 \text{ mrad}$) nur um wenige Prozent.

Intervallen des lokalen Impulses p_{loc} des Myons am Ort der jeweiligen Kammer. Einige dieser Histogramme sind in Abb. 19 dargestellt; während sich für die Monte-Carlo-Daten nahezu perfekte Gauss-Verteilungen ergeben, sind die experimentellen Verteilungen durch signifikante nicht-Gauss'sche Schwänze charakterisiert²⁵.

Dieser Effekt ist möglicherweise nicht eindeutig interpretierbar, jedoch schliesst die Breite der Schwänze von mehr als 2 cm, also mehr als 10 Drahtabständen²⁶, eine einfache Deutung durch Diffusionseffekte o. ä. aus. Die wahrscheinliche Erklärung ist, dass die Schwänze von elektromagnetischem Untergrund wie δ -Strahlen, e^+e^- -Paaren oder Konversionselektronen aus Bremsstrahlung herrühren, die das Myon im Eisen erzeugt und die die Kammer in einigem Abstand von der Myonspur treffen. Ist der Untergrund sehr niederenergetisch, kann er soviel Ionisation erzeugen, dass deren Spiegelladung das vom Myon erzeugte Signal überkompensiert und nur das Untergrundteilchen, nicht aber das Myon selbst in der Kammer registriert wird²⁷. Diese Hypothese wird auch von der Beobachtung gestützt, dass der Effekt für Spuren, die

²⁵ Hier wurde ein Monte-Carlo-Programm benutzt, in das die Vielfachstreuung gemäss der Molière-Theorie implementiert ist (vgl. Abschnitt 5.1.2); Abb. 19 zeigt damit deutlich, dass der beobachtete Effekt nicht - wie zu vermuten naheläge - von Molière-Streuung verursacht sein kann.

²⁶ Es sei daran erinnert, dass der weiter oben benutzte Drahtabstand $d = 0.4$ cm der effektive, durch den Zusammenschluss von zwei Drähten zu einem Auslesekanal bedingte Abstand ist.

²⁷ Diese Erklärung ist nicht neu. Sie wurde ursprünglich für den SFM- (Split Field Magnet-) Detektor an den CERN-Protonen-Speicherringen (ISR) entwickelt, in dem während der ersten Betriebsjahre (d.h. vor der Erfindung der "magic mixture" als Gasfüllung) sehr viel schwerwiegendere Probleme ähnlicher Art auftraten.

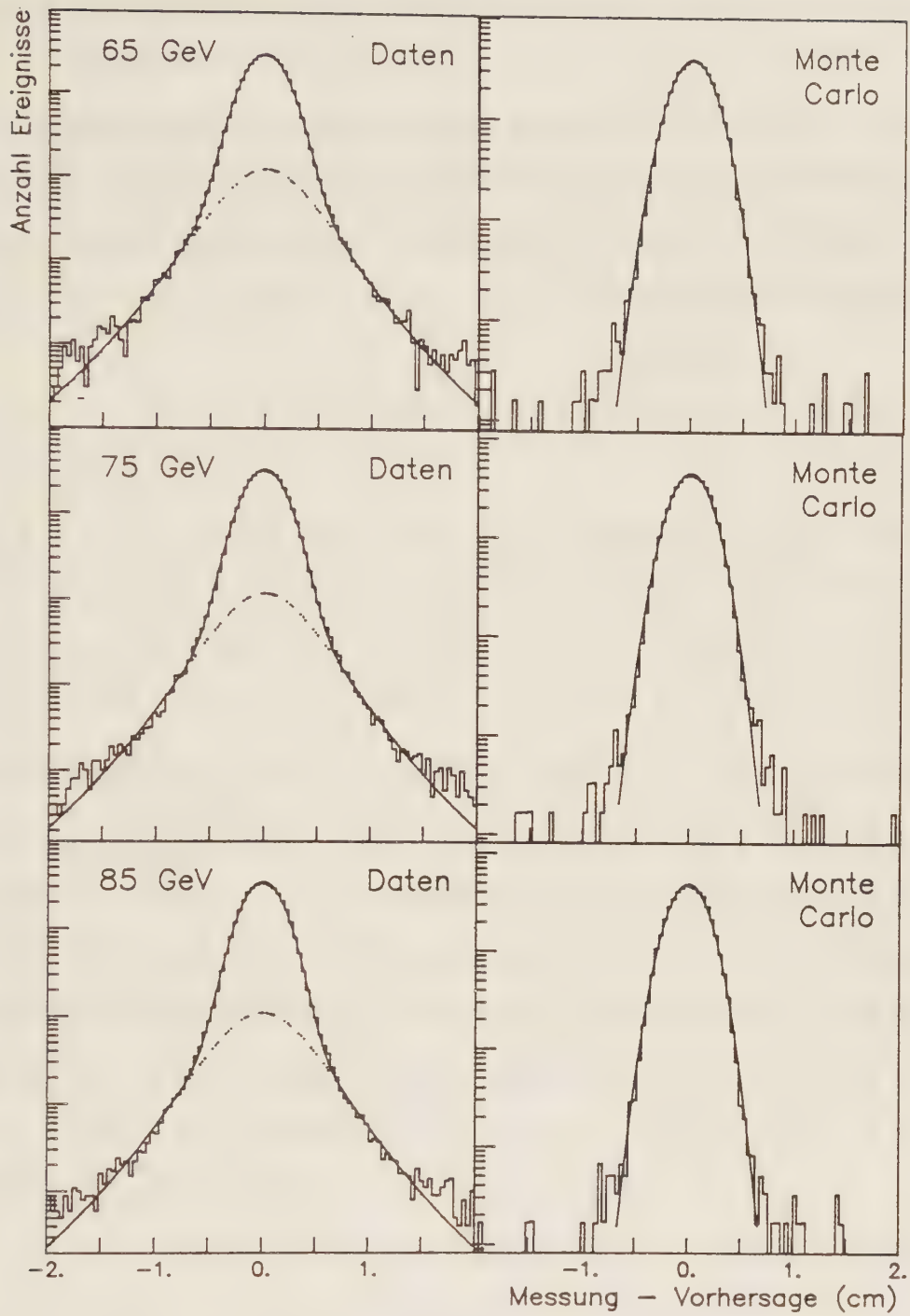


Abbildung 19: Vorausgesagte und gemessene Koordinaten in den Proportionalkammern

ausserhalb des Spektrometereisens auf die Kammern treffen, sehr viel weniger ausgeprägt ist [99].

Für eine quantitative Analyse wurde zunächst nach geeigneten Fits an die Histogramme in Abb. 19 gesucht. Während für die Monte-Carlo-Histogramme eine Normal- (Gauss-) Verteilung ausreicht, erwies sich für den Untergrund in den experimentellen Verteilungen eine Student-(t-) Verteilung als geeigneter Fit:

$$S(x, \xi, n) = \frac{\Gamma[(n+1)/2]}{\sqrt{\pi n} \xi \Gamma[n/2]} \cdot (1 + x^2/n\xi^2)^{-(n+1)/2} \quad (5.2)$$

Darin beschreibt der Parameter ξ die Breite der Verteilung und n ist ein Mass für die Höhe der Schwänze²⁸. Die Varianz dieser Verteilung ist

$$\sigma_s^2 = [n/(n-2)] \xi^2 . \quad (5.3)$$

Der kombinierte Fit an die Daten-Histogramme in Abb. 19 ist die Überlagerung einer Student- und einer Normalverteilung $N(x, \sigma)$:

$$F(x) = a \cdot [(1-p_b) \cdot N(x, \sigma) + p_b \cdot S(x, \xi, n)] . \quad (5.4)$$

Der Parameter p_b ist die Wahrscheinlichkeit, in der Kammer ein Untergrundteilchen zu registrieren, und a eine belanglose Normalisierungskonstante; die gestrichelten Kurven in Abb. 19 stellen den Fit $a \cdot p_b \cdot S(x, \xi, n)$ an den Untergrund allein dar. Für den Fit wurden a , σ , ξ und p_b als freie Parameter behandelt; die besten Fits ergaben sich für $n = 5$. Die Resultate hängen etwas vom lokalen Impuls ab, jedoch ist typisch $\xi = 0.3$ cm und $p_b = 0.07$. Die gefitteten Breiten σ der

²⁸ Die Student-Verteilung entartet für $n = 1$ in eine Cauchy- (Breit-Wigner-) und für $n \rightarrow \infty$ in die Normalverteilung [100].

Normalverteilungen stimmen sehr genau mit denen der Fits an die Monte-Carlo-Histogramme überein.

Der so parametrisierte Untergrund $S(x, \xi, n)$ ist eine Faltung aus der wahren räumlichen Verteilung des Untergrundes $B(x)$, der Kammerauflösung und dem Interpolationsfehler, der wiederum durch Vielfachstreuung und die Auflösung der für die Interpolation benutzten Kammern verursacht ist. Für alle diese Beiträge wird angenommen, dass sie von der gefitteten Normalverteilung $N(x, \sigma)$ beschrieben werden:

$$S(x, \xi, n) = \int_{-\infty}^{\infty} B(t) N(x-t, \sigma) dt . \quad (5.5)$$

Da schon die Funktion S nur eine rein phänomenologische Näherung darstellt, wurde auch diese Integralgleichung näherungsweise gelöst²⁹ unter der Annahme, dass B selbst wieder eine Student-Verteilung $B(x, \xi', n)$ mit gleichem n , aber reduzierter Breite ξ' ist:

$$\xi^2 = \xi'^2 + k^2 \sigma^2 . \quad (5.6)$$

Eine einfache Monte-Carlo-Untersuchung zeigt, dass diese Näherung unter der Voraussetzung $\sigma < \xi$ ausreichend genau ist, und erlaubt die numerische Bestimmung des Parameters k . Mit einer Student-Verteilung der Breite ξ' und $n = 5$, sowie mit der durch p_b gegebenen Wahrscheinlichkeit, wird in der endgültigen Monte-Carlo-Simulation der Proportionalkammern die Koordinate der Myonspur vor der Digitalisierung, d.h. vor der Berechnung des getroffenen Drahtes, verschmiert.

²⁹ Im Prinzip ist (5.5) nach dem Faltungssatz für Fourier-Transformationen exakt lösbar, jedoch haben die charakteristischen Funktionen der Student-Verteilung keine einfache analytische Form, sondern sind im wesentlichen Bessel-Funktionen zweiter Art [91], was das Resultat schwer durchschaubar macht.

Für die Berechnung der Fehlermatrizen der kinematischen Fits wird die effektive Auflösung der Proportionalkammern explizit benötigt. Um die mit den Kammern registrierte Verteilung $C(x)$ des Untergrundes zu berechnen, muss die Funktion B wiederum mit der kastenförmigen Auflösungsfunktion der Kammer von der Breite d gefaltet werden. Mit einer ähnlichen Näherung wie oben wird C wiederum als Student-Verteilung der Breite ξ'' , $C(x, \xi'', n)$, angenommen:

$$\xi''^2 = \xi'^2 + k'^2 d^2 \quad (5.7)$$

Die Varianz des gemessenen Untergrundes ist nach (5.3)

$$\sigma_b^2 = [n/(n-2)] \xi''^2 = 5/3 \cdot \xi''^2 \quad (5.8)$$

und die effektive Auflösung σ_c der Proportionalkammern ist gegeben durch die Varianz der Messung einer "guten" Myonspur (5.1) und die Varianz der Messung eines Untergrundteilchens (5.8), gewichtet mit den jeweiligen Wahrscheinlichkeiten:

$$\sigma_c^2 = (1-p_b) \cdot (d^2/12) + p_b \cdot 5/3 \cdot \xi''^2 \quad (5.9)$$

In Abb. 20 ist σ_c in Abhängigkeit vom lokalen Impuls p_{loc} dargestellt. Ein Fit mit einer Geraden, $\sigma_c(p_{loc}) = a + b \cdot p_{loc}$, ergibt $a = (0.154 \pm 0.001)$ cm und $b = (0.12 \pm 0.11)$ cm/GeV, also kaum eine signifikante Abhängigkeit vom Impuls. Für die Berechnung der Fehlermatrizen wurde der gefittete Wert für einen mittleren lokalen Impuls $\langle p_{loc} \rangle \cong 80$ GeV angenommen:

$$\sigma_c = 0.155 \text{ cm.}$$

Damit ist σ_c um etwa 35% grösser als die rein geometrische Auflösung (5.1).

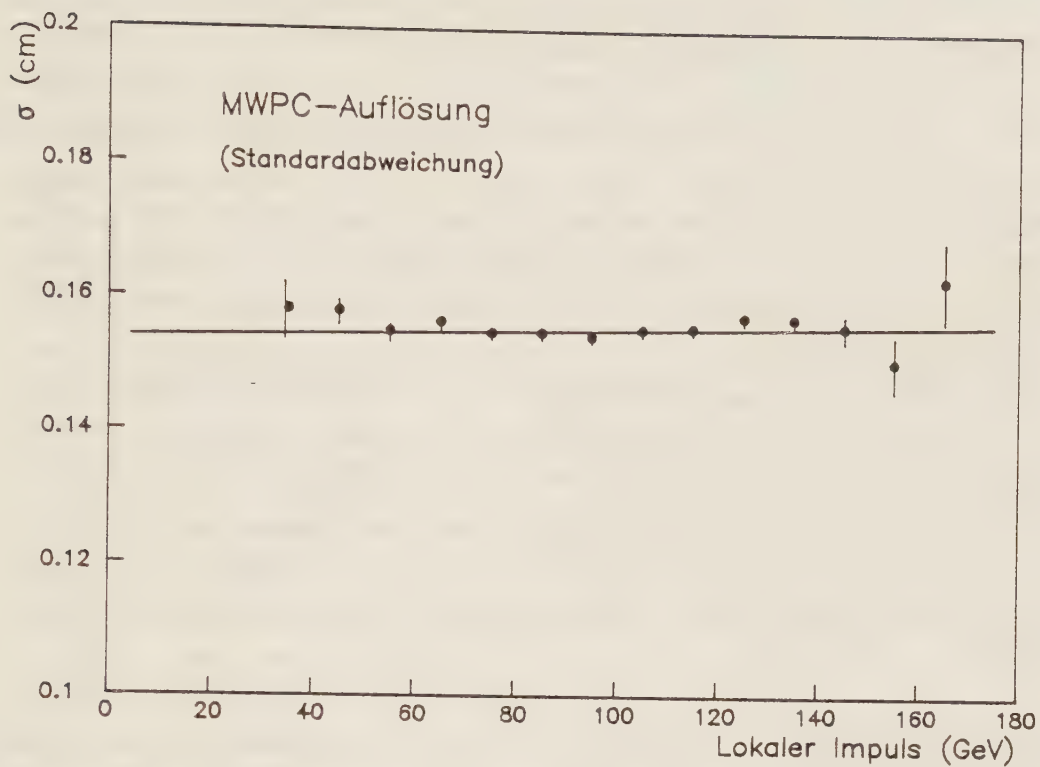


Abbildung 20: Ortsauflösung der Proportionalkammern

5.1.2 Vielfachstreuung

Das eigentliche Problem bei der Berechnung und der Monte-Carlo-Simulation von Vielfachstreu Problemen stellen die statistischen Korrelationen zwischen verschiedenen Punkten entlang der Teilchenspur bzw. - was aber nur ein anderer Aspekt des gleichen mathematischen Problems ist - zwischen Koordinaten und Vielfachstreu winkeln dar; durchläuft ein Teilchen eine Schicht Materie, in der es lateral um einen Weg y und einen Winkel θ aus seiner Einfallsrichtung abgelenkt wird, so sind, was schon anschaulich einleuchtet, y und θ positiv korreliert. In einem Eisenspektrometer mit starker Vielfachstreuung stellen diese Korrelationen

das eigentliche experimentelle Problem dar: ein einziger Streuprozess nahe dem Anfang der Spur beeinflusst ihren gesamten weiteren Verlauf und verfälscht alle nachfolgenden Messpunkte.

In einer vereinfachten Theorie der Vielfachstreuung, in der die Wahrscheinlichkeitsverteilungen in y und θ durch Normalverteilungen angenähert werden [98], sind diese Korrelationen exakt berechenbar [101-103,88] und werden im Rahmen dieser Näherung vom Monte-Carlo-Programm auch korrekt simuliert [78]. In der vollständigen Theorie Molières [84,85,104] haben die y - und θ -Verteilungen angenähert Gauss-Form, sind jedoch zu den Schwänzen hin merklich verbreitert, was physikalisch auf seltene Streuprozesse unter grossen Winkeln zurückzuführen ist. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(y,\theta)$ wird durch eine Reihenentwicklung nach Integralen über Besselfunktionen von y und θ dargestellt, die die Gauss'sche Vielfachstreuung als Näherung nullter Ordnung enthält; Korrelationen sind in dieser Theorie nicht analytisch berechenbar.

Um trotzdem die Spektrometerauflösung exakt zu beschreiben, wurde erstmals ein Monte-Carlo-Programm entwickelt, das die Molière-Streuung unter Einschluss der Korrelationseffekte exakt simuliert [105]. Das Programm geht so vor, dass es zunächst die Molière-Verteilungsfunktion $f(y,\theta)$ für eine Matrix von Stützpunkten in der y - θ -Ebene numerisch berechnet und dann mit einer Entwicklung nach zweidimensionalen Tschebyscheff-Polynomen parametrisiert. Aus dieser Parametrisierung lassen sich mit Hilfe konventioneller Monte-Carlo-Techniken Molière-verteilte Zufallszahlen für y und θ erzeugen. In der Praxis ist dies Verfahren nur deshalb durchführbar, weil die Verteilungsfunktion $f(y,\theta)$ für relativistische Teilchen und für ein bestimmtes Material eine universelle Form hat, in die die experimentellen Variablen Impuls und Weglänge im Material nur als triviale Skalenfaktoren eingehen; die Berechnung der Molière-Verteilung, die wegen der zahlreichen numerischen Integrationen und der grossen Zahl der erforderlichen Stützpunkte sehr rechenzeitaufwendig ist, braucht daher nur ein einziges Mal durchgeführt zu werden.

5.1.3 χ^2 -Tests

Das χ^2 der Fits von Myonimpuls (3.11) und -streuwinkel (3.15) erlaubt einen sehr empfindlichen Test sowohl der Monte-Carlo-Simulation als auch der Berechnung der Fehlermatrizen:

1. Die Übereinstimmung der χ^2 der Fits von experimentellen und simulierten Daten ist ein Mass dafür, wie gut das Monte-Carlo-Programm die experimentellen Fehler reproduziert;
2. Je näher das mittlere χ^2 pro Freiheitsgrad der Fits bei 1 liegt, desto genauer sind die Fehlermatrizen konstruiert. Ist $\langle \chi^2/N_{df} \rangle = 1$, werden die Messpunkte optimal gewichtet und das Auflösungsvermögen des Spektrometers voll ausgenutzt³⁰.

Je besser das χ^2 diese beiden Bedingungen erfüllt, desto besser ist die Konsistenz zwischen Experiment, Monte-Carlo-Simulation und Berechnung der Fehlermatrizen. Für eine Übersicht sind in Tabelle 5 die mittleren χ^2 pro Freiheitsgrad der Fits von Impuls und Streuwinkel zusammengestellt. Für den Impuls ist die Übereinstimmung mit $\chi^2 = 1$ nahezu perfekt³¹, während die χ^2 der Fits der Streuwinkel deutlich

³⁰ Das für die kinematischen Fits benutzte Spline-Modell für die Myonspur gehört zur Klasse der impliziten Spurmodelle [82], die die ungestörte Teilchenspur exakt beschreiben und daher, abgesehen von geringfügigen Vernachlässigungen in den numerischen Integrationen, selbst keinen Beitrag zum χ^2 liefern.

³¹ Legt man der Berechnung der Fehlermatrizen die geometrische MWPC-Auflösung $\sigma = 0.115$ cm (5.1) zugrunde, hat das mittlere χ^2 pro Freiheitsgrad den Wert 1.4 und steigt mit wachsendem Impuls an (eine Unterschätzung der Vielfachstreuung würde umgekehrt einen Anstieg zu kleineren Impulsen zur Folge haben). Diese Beobachtung motivierte ursprünglich die detaillierte Untersuchung der Auf-

kleiner und auch zwischen x- und y-Projektion etwas verschieden sind; der Grund dafür ist in zahlreichen Näherungen in der Konstruktion der Fehlermatrizen für den Streuwinkel zu suchen, die zu diskutieren hier zu weit führen würde [89]. Das χ^2 der Fits der Monte-Carlo-Daten ist systematisch etwa 3-4% höher als das der experimentellen Daten; die entsprechenden χ^2 -Verteilungen sind in Abb. 21 miteinander verglichen.

TABELLE 5

Mittleres χ^2 pro Freiheitsgrad der Fits von Impuls und Streuwinkel

	Impuls	θ_x	θ_y
Daten	0.988±.004	0.887±.004	0.906±.004
Monte Carlo	1.017±.005	0.923±.005	0.940±.005

Für eine differenziertere Betrachtung ist das mittlere χ^2 des Impulsfits in Abb. 22 als Funktion des Impulses und der Länge der sichtbaren Spur (d.h. der Zahl der Messpunkte) dargestellt, der beiden Größen also, von denen die Spektrometerauflösung hauptsächlich abhängt. Die Abbildung lässt vermuten, dass die geringfügige Diskrepanz zwischen den χ^2 von Daten und Monte-Carlo-Simulation von sehr niederenergetischen Spuren herrührt, vermutlich deshalb, weil die Analyse der MWPC-Auflösung (vgl. Abschnitt 5.1.1) bei niedrigen Impulsen, bei

lösungsfunktion der Proportionalkammern.

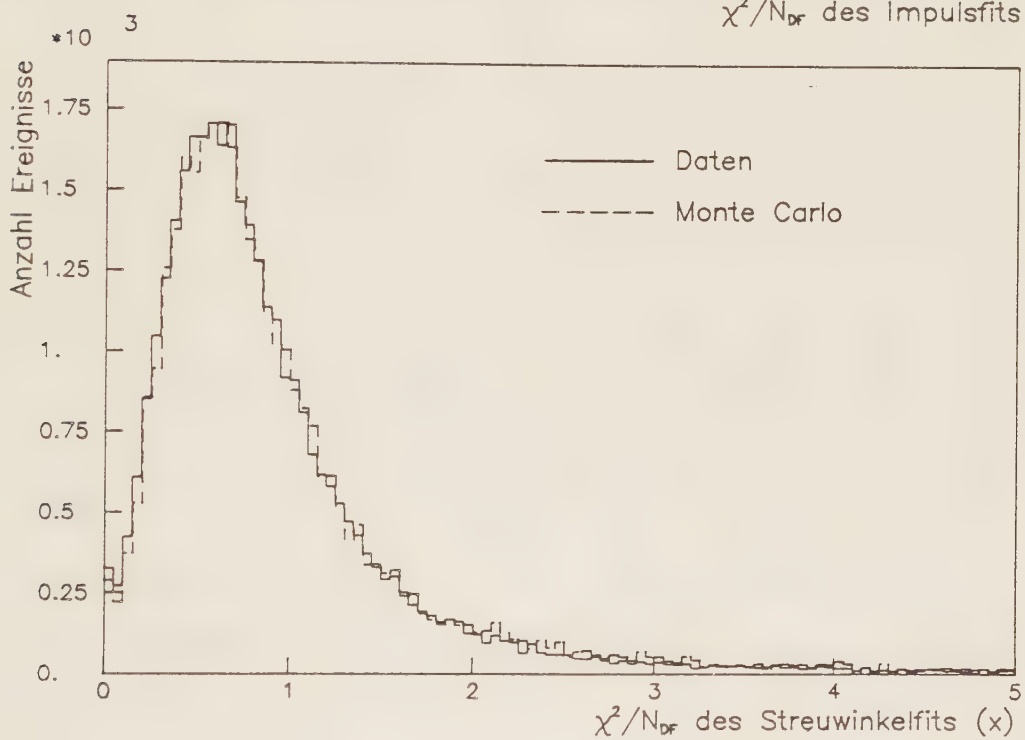
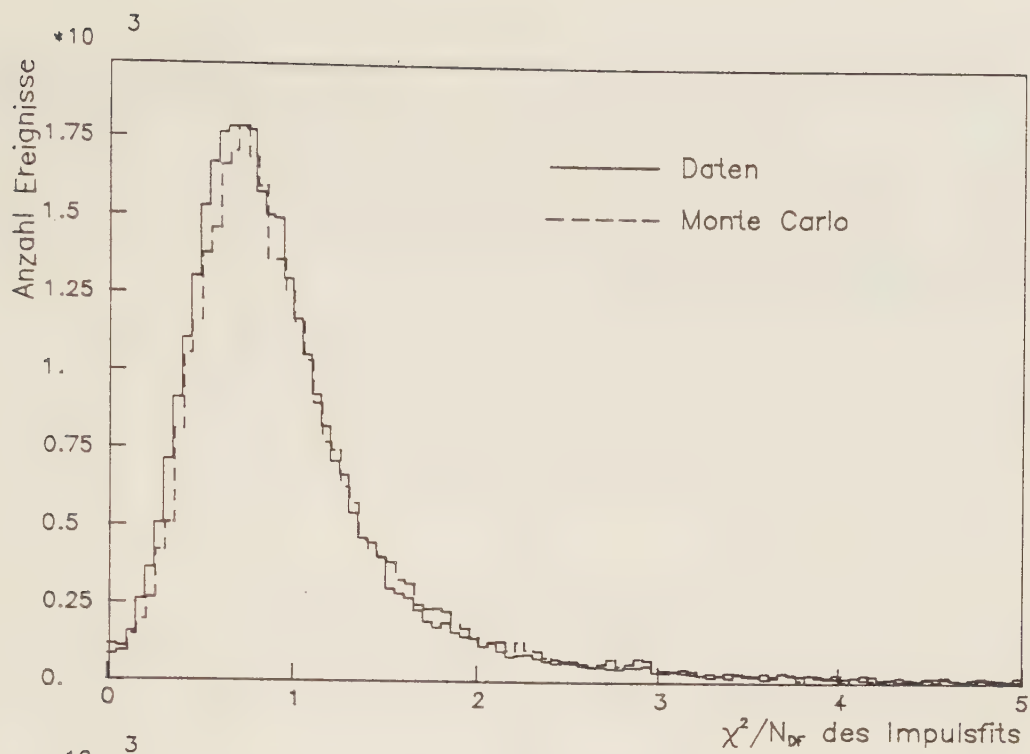


Abbildung 21: χ^2 -Verteilungen der Fits von Impuls und Streuwinkel

denen die Spektrometerauflösung von der Vielfachstreuung dominiert wird, nicht sehr zuverlässig ist. Eine Monte-Carlo-Untersuchung mit entsprechend verbesserter MWPC-Auflösung zeigt jedoch, dass die dadurch verursachte Unterschätzung der Spektrometerauflösung nicht messbar ist und die erzielte Übereinstimmung der χ^2 als mehr als ausreichend angesehen werden kann.

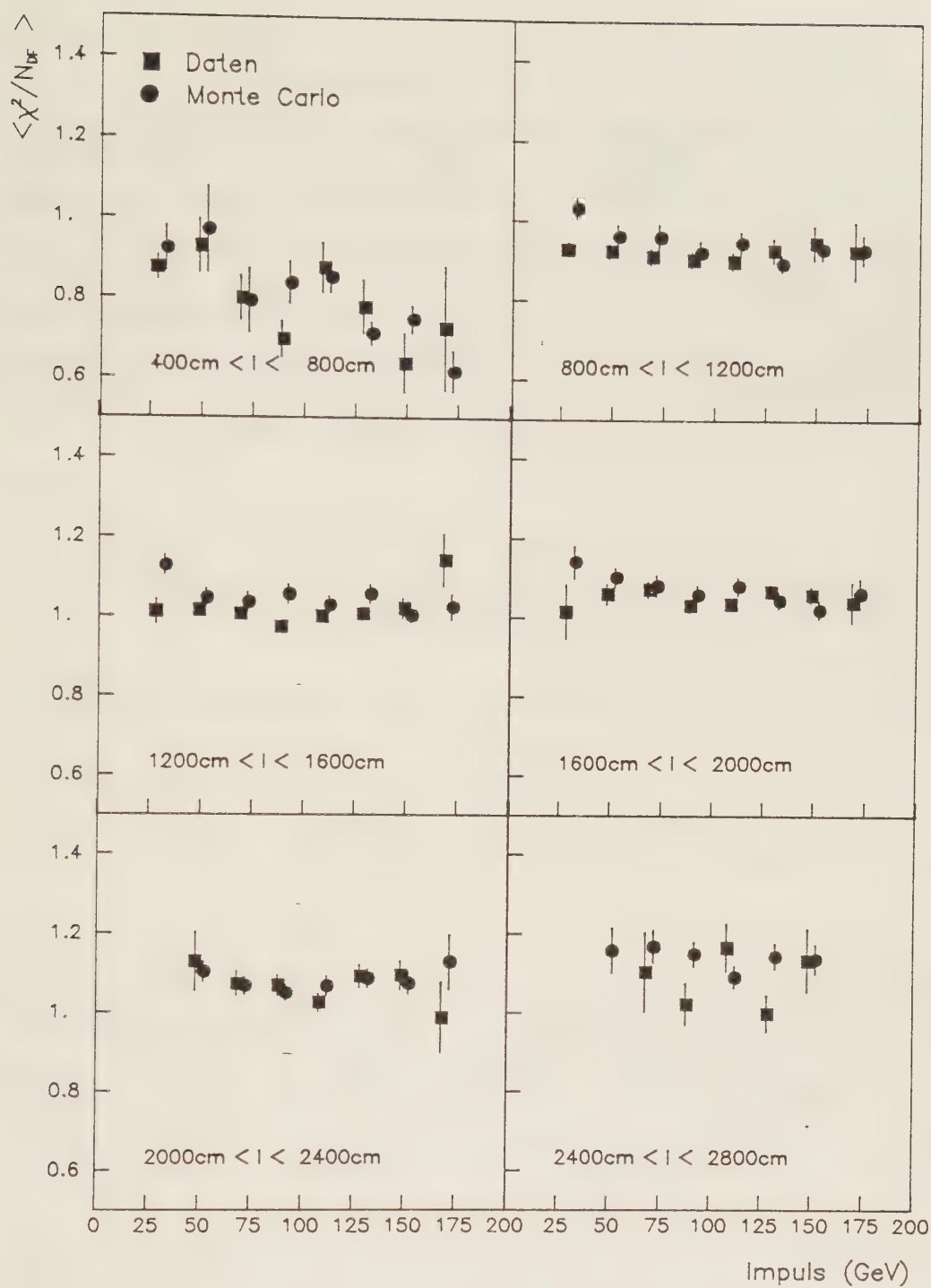


Abbildung 22: Mittleres χ^2 des Impulsfits

5.1.4 Ergebnisse

Wie schon eingangs erwähnt, wurde nicht versucht, ein geschlossenes mathematisches Modell für die Auflösungsfunktion des Spektrometers zu finden; jedoch sollen die nachfolgenden Resultate - die wieder durch Monte-Carlo-Rechnungen ermittelt wurden - wenigstens einen quantitativen Eindruck von den Fehlern der wichtigsten kinematischen Variablen geben³². Die Auflösung σ_v/v , bzw. der mittlere relative Fehler, in irgendeiner Variablen v ist im folgenden definiert als Standardabweichung der Grösse

$$\Delta v/v = (v_r - v_g)/v_g \quad (5.10)$$

worin v_g den in der Monte-Carlo-Simulation erzeugten und v_r den vom Fitprogramm rekonstruierten Wert bezeichnen. Es gilt also³³

$$\sigma_v/v = \langle (\Delta v/v)^2 \rangle - \langle \Delta v/v \rangle^2 \quad (5.11)$$

³² Monte-Carlo-Simulation ist nicht die einzige Methode, die Spektrometerauflösung zu bestimmen; im Formalismus der kinematischen Fits lässt sie sich auch, zumindest für Impuls und Streuwinkel der sichtbaren Spur, analytisch berechnen [88]. Für andere Variable wird die Berechnung durch Korrelationen zwischen den Fehlern von Impuls und Streuwinkel erschwert, die von der Monte-Carlo-Simulation richtig beschrieben werden.

³³ Der Mittelwert $\langle \Delta v/v \rangle$ ist für einige Variable, z.B. Impuls und Q^2 , nicht gleich 0, was teils als Effekt zweiter Ordnung der endlichen Auflösung und der Impulsabhängigkeit der Fehlermatrizen [90], teils als Folge der stochastischen Natur des Energieverlustes (vgl. Abschnitt 5.2.6) zu verstehen ist.

Im folgenden werden jeweils Auflösungen verglichen, die aus zwei verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen berechnet wurden, nämlich einmal mit Vielfachstreuung in der Gauss'schen Näherung und einmal mit Simulation der Molière-Streuung. Die globalen, d.h. über den gesamten vom Spektrometer erfassten kinematischen Bereich gemittelten Auflösungen für Impuls p , Streuwinkel θ , Q^2 und Bjorken- x sind in Tabelle 6 verglichen. In p und θ verschlechtert die Grosswinkelstreuung die Auflösung nur geringfügig (um etwa 1 - 2%), in Q^2 und x innerhalb der statistischen Fehler gar nicht. Dass der Fehler von Q^2 kleiner ist als der des Impulses, ist durch eine negative Korrelation zwischen den Fehlern von Impuls und Streuwinkel bedingt, die aus (3.13) zu ersehen ist.

TABELLE 6

Globale Auflösungen der kinematischen Variablen

	Gauss- streuung	Molière- streuung
σ_p/p (%)	$11.73 \pm .07$	$11.96 \pm .08$
σ_θ/θ (%)	$6.29 \pm .04$	$6.36 \pm .04$
σ_{Q^2}/Q^2 (%)	$9.45 \pm .06$	$9.51 \pm .06$
σ_x/x (%)	$22.94 \pm .13$	$22.91 \pm .15$

Alle Auflösungen entsprechen einem Fehler von einer Standardabweichung.

Für eine differenziertere Betrachtung, d.h. um grössere Effekte in bestimmten kinematischen Bereichen auszuschliessen, ist es sicherer, die Auflösung in zweidimensionalen Intervallen von unabhängigen Variablen zu untersuchen. Als Beispiel sind hier die gebräuchlichsten Variablen der tiefinelastischen Streuung, Q^2 und x , gewählt (Abb. 23 und 24). Auch hier ist kein Einfluss der Molière-Streuung zu erkennen³⁴.

Dieses etwas überraschende Resultat ist sehr wahrscheinlich aus den Algorithmen für die kinematischen Fits zu verstehen, die den Impuls aus der Mittelung über eine Anzahl lokaler Krümmungen entlang der Spur bestimmen und so gegen einzelne Grosswinkel-Streuungen weitgehend unempfindlich sind. Zu vermuten ist, dass Fitalgorithmen, die auf einem einfacheren Ansatz aufbauen und etwa - wie in einem klassischen Luftfeld-Magnetspektrometer - den Impuls aus der Differenz der Steigungen am Anfang und am Ende der Spur bestimmen, auf Einflüsse der Molière-Streuung sehr viel empfindlicher reagieren.

In Abb. 23 und 24 fällt weiter auf, dass die Auflösung in Q^2 von etwa 9% eine nahezu universelle Konstante des Detektors darstellt, während sich die Auflösung in x zu kleinen Q^2 und grossen x sehr schnell verschlechtert. Der letztere Effekt ist durch die sehr schlechte Auflösung kleiner Energieüberträge v bedingt³⁵.

³⁴ Diese Feststellung gilt nur für den dargestellten kinematischen Bereich, wie er für die Asymmetriemessung und die Messung der Strukturfunktionen benutzt wird. Z.Zt. ist nicht auszuschliessen, dass die Molière-Streuung für Messungen, die auf Auflösungseffekte sehr viel empfindlicher sind - wie die der kohärenten Streuung von Myonen am Atomkern oder an komplexen gebundenen Zuständen von Quarks innerhalb des Kerns (" $x > 1$ -Physik") - einen nicht zu vernachlässigenden Untergrund darstellt.

³⁵ Er stellt - nicht nur im NA4-Spektrometer - das schwierigste Problem für die Messung der Strukturfunktionen bei grossem x dar.

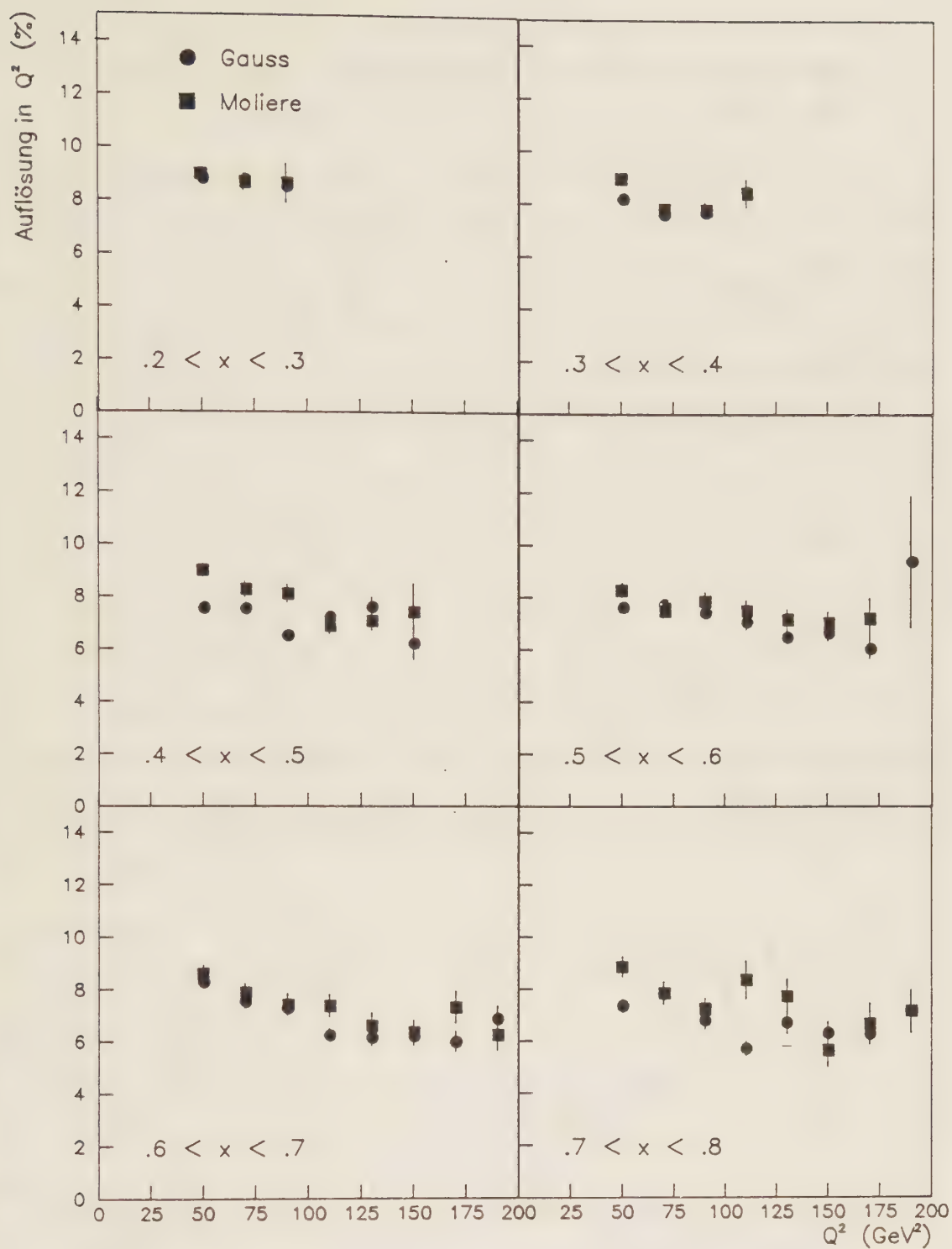


Abbildung 23: Spektrometerraufösung in Q^2

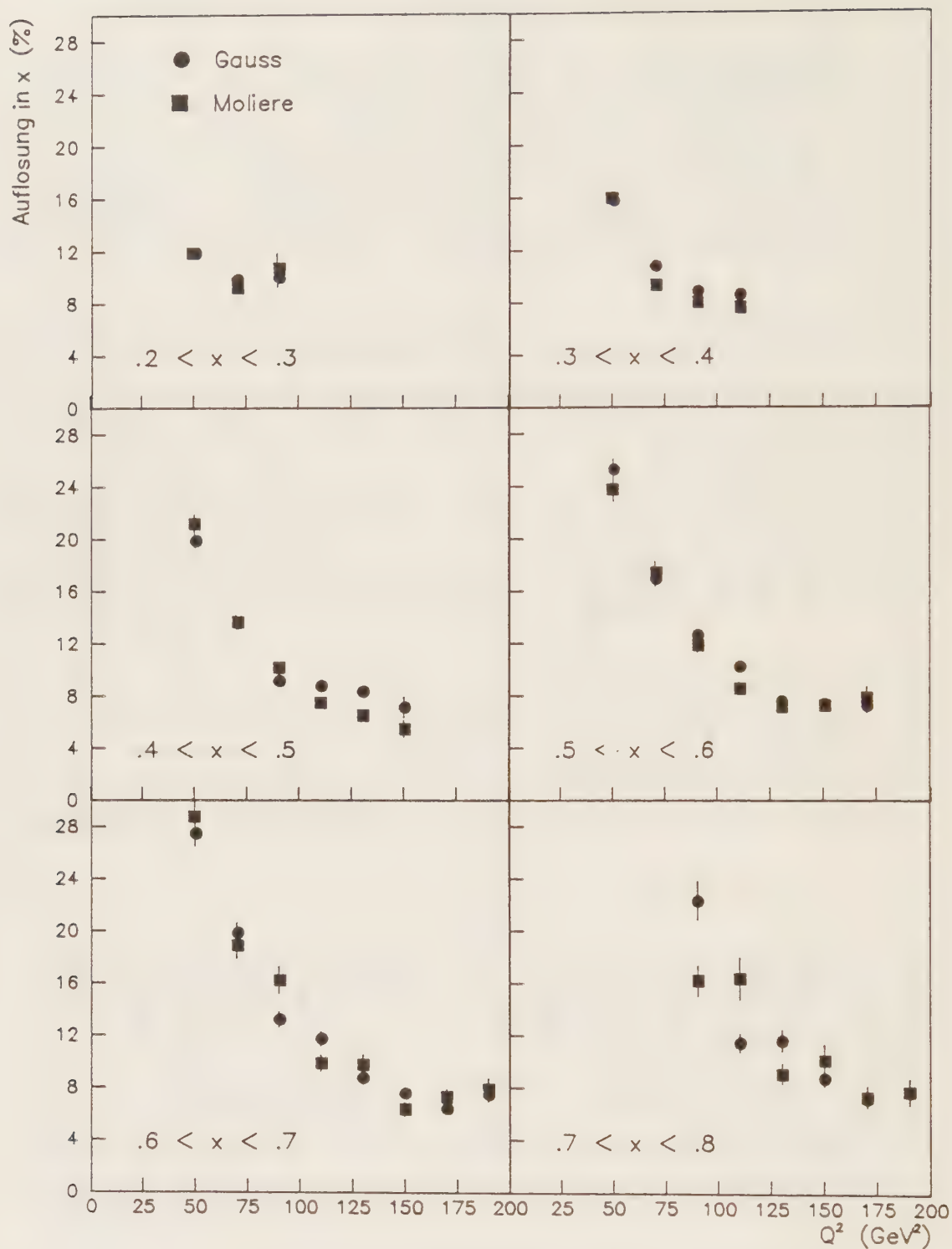


Abbildung 24: Spektrometerraufösung in x

5.2 ENERGIEVERLUST HOCHENERGETISCHER MYONEN IN MATERIE

Die Strahlmyonen verlieren im Kohlenstoff im Mittel 5% und die gestreuten Myonen im Spektrometereisen typisch etwa 30% ihrer Energie, so dass die richtige Korrektur für die Energieverluste - in der Ereignisrekonstruktion ebenso wie in der Monte-Carlo-Simulation - von grosser Bedeutung für die systematische Genauigkeit der Messungen ist. Zuverlässige Berechnungen werden dadurch erschwert, dass die theoretische Forschung auf diesem Gebiet, die meist im Zusammenhang mit Experimenten mit kosmischer Strahlung stand, vor etwa 20-30 Jahren stehen geblieben zu sein scheint, ohne den Grad von Genauigkeit erreicht zu haben, der für moderne hochenergiephysikalische Präzisionsexperimente wünschenswert wäre. Dies gilt insbesondere für die Strahlungsverluste, die bei Energien oberhalb von einigen 10 GeV einen wesentlichen Anteil am totalen Energieverlust ausmachen. Die Genauigkeit der hier erzielten Ergebnisse dürfte daher, zumindest für Energien von mehr als 100 GeV, nicht besser als einige Prozent sein. In einer Messreihe, die im Rahmen des NA4-Experiments durchgeführt wurde, ist der Energieverlust von Strahlmyonen in Kohlenstoff und Eisen experimentell bestimmt worden und wird gegebenenfalls noch empirische Korrekturen zu den hier nur aus theoretischen Rechnungen hergeleiteten Resultaten erlauben [106].

Umfassende numerische Rechnungen zum mittleren Energieverlust von Myonen im hier relevanten Energiebereich sind zuerst von C. Richard-Serre vorgelegt worden und gelten seither als Standardreferenz [107]. Sie stimmen mit den im folgenden diskutierten Rechnungen, die für die Impulsrekonstruktion benutzt werden (siehe z.B. (3.5)), auf etwa 1% überein; der geringfügige Unterschied ist hauptsächlich auf eine verbesserte Behandlung der Abschirmkorrekturen in der Bremsstrahlung zurückzuführen (vgl. Abschnitt 5.2.3). Neu hingegen ist, dass für diese Arbeit erstmals ein Monte-Carlo-Programm entwickelt wurde, dass die Strahlungsverluste als stochastischen Prozess im Detail simuliert [94]. Die Berechnung des Energieverlustes berücksichtigt

Ionisationsverluste, direkte Erzeugung von e^+e^- -Paaren, Bremsstrahlung und Kernwechselwirkung, die in den folgenden Abschnitten einzeln diskutiert werden.

5.2.1 Ionisationsverluste

Der mittlere Energieverlust durch Ionisation ist durch die Bethe-Bloch-Formel gegeben [108,109]:

$$\frac{dE}{dx} = -2m_e \pi r_e^2 N \frac{Z}{A\beta^2} \left[\ln \frac{(2m_e \eta^2)^2}{I^2 [1 + (2m_e/m) \sqrt{1 + \eta^2 + (m_e/m)^2}]} - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (5.12)$$

mit den - auch in den folgenden Abschnitten verwandten - Bezeichnungen:

- m_e Masse des Elektrons
- m Masse des Myons
- r_e klassischer Elektronenradius ($r_e = \alpha^2/m_e$)
- N Avogadro-Konstante
- Z Kernladungszahl
- A Massenzahl
- I Mittleres Ionisationspotential
- $\eta = \beta\gamma$ ($\approx E/m$ für relativistische Myonen)

δ ist die Dichtekorrektur, die in der Sternheimer-Näherung berechnet wird [110]; Einzelheiten dazu sind auch in Ref. [107,111] zu finden. Die Ionisationspotentiale I wurden Ref. [111] entnommen. Statistische Fluktuationen des Ionisationsverlustes (Landau-Fluktuationen) sind in der Monte-Carlo-Simulation des Energieverlustes hier nicht berücksichtigt³⁶.

³⁶ Unmittelbar vor Abschluss dieser Arbeit stellte sich heraus, dass

5.2.2 Direkte Paarerzeugung

Unter den Strahlungsverlusten ist der durch direkte Erzeugung von e^+e^- -Paaren mit der grössten theoretischen Unsicherheit behaftet. Der Wirkungsquerschnitt ist, als Funktion des relativen Energieverlustes v des Myons, gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{dv} = \frac{56(\alpha Z r_e)^2 N}{9\pi A} \cdot \frac{f(E, v)}{v} \quad (5.13)$$

worin $f(E, v)$ stückweise als Funktion von v ($2m_e/E \leq v \leq 1$) definiert ist:

$$f_1(E, v) = \ln(k_1 E v / m_e) \cdot \ln(k_1' m_e / v m) , \quad 2m_e/E \leq v < 2m/E\alpha Z_3$$

$$f_2(E, v) = \ln(k_2 / \alpha Z_3) \cdot \ln(k_2' m_e / v m) , \quad 2m/E\alpha Z_3 \leq v < m_e/m$$

$$f_3(E, v) = \ln(k_3 v m_e / \alpha m Z_3) \cdot (9m_e^2 / 7v^2 m^2) , \quad m_e/m \leq v < 2m_e \alpha Z_3 / m^2$$

$$f_4(E, v) = \ln(k_4 E / m) \cdot (9m_e^2 / 7v^2 m^2) , \quad 2m_e \alpha Z_3 / m^2 \leq v \leq 1$$

$$Z_3 = Z^{1/3} \quad (5.14)$$

Die Konstanten k_i in den logarithmischen Termen sind von der Grössenordnung 1, darüber hinaus aber theoretisch unbestimmt. Verlangt man, dass $d\sigma/dv$ eine stetige Funktion von v ist, erhält man als eine mögliche Kombination:

Energieverluste im hochenergetischen Schwanz der Landau-Verteilung (δ -Strahlen) ebenfalls einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zu den stochastischen Energieverlusten liefern [112]. Für die Asymmetriemessung ist dieser Effekt jedoch ohne Bedeutung.

$$\begin{aligned}
 k_1 &= 1/2 & k_1' &= \exp(9/7) = 3.6173 \\
 k_2 &= 1 & k_2' &= k_1' \\
 k_3 &= 1 \\
 k_4 &= 2
 \end{aligned}$$

Der meist benutzte mittlere Energieverlust durch Paarerzeugung ist [107, 113]:

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{Nm_e (\alpha Z r_e)^2}{Am} \cdot E \cdot [19.3 \cdot \ln(E/m) - 53.7] \cdot f, \quad (5.15)$$

worin der Faktor f für Abschirmkorrekturen oberhalb einer kritischen Energie E_z steht:

$$\begin{aligned}
 f &= 1 & E &< E_z \\
 f &= \frac{(16/9) \ln(183Z_3) + 1}{(16/9) \ln(E/m) - (14/9) + \ln 2} & E &\geq E_z \quad (5.16)
 \end{aligned}$$

$$E_z / \text{GeV} = 28 - 0.36 \cdot Z + 0.002 \cdot Z^2 \quad (5.17)$$

Diese Formel, die offenbar eine lange und historisch schwer zurückzuverfolgende Entwicklung durchgemacht hat, entspricht nicht einer einfachen Integration von (5.13), die keine Abschirmkorrekturen berücksichtigt und einen um etwa 30% grösseren Energieverlust ergeben würde. Diesem Unterschied wird durch einen entsprechenden Skalenfaktor in (5.13) Rechnung getragen.

5.2.3 Bremsstrahlung

Die letztveröffentlichte Berechnung des Bremsstrahlungsspektrums, die atomare und nukleare Formfaktoren in der Abschirmkorrektur berücksichtigt (also keine der sonst meist benutzten "no screening"- oder "complete screening"-Näherungen darstellt), ergibt [114]:

$$d\sigma/dv = 4\alpha(N/A)(Zr_e m_e/m)^2 [v + \frac{4}{3}(1-v)/v] \cdot \{\ln B - \ln[1+Cv/(1-v)]\} \quad (5.18)$$

mit

$$B = 2A_r m_e / 3m Z^{2/3}, \quad A_r = 189 \quad (5.19)$$

$$C = A_r m^2 \sqrt{e} / 2m_e E Z^{1/3} \quad (5.20)$$

Dieses Spektrum fällt mit v sehr viel weniger steil ab als das Paarzeugungsspektrum und stellt daher den wichtigsten Beitrag zu den grossen ("katastrophalen") Energieverlusten dar.

Der mittlere Energieverlust ergibt sich aus (5.18) durch direkte Integration:

$$-dE/dx = -E \int_0^{v_{\max}} v(d\sigma/dv) dv, \quad (5.21)$$

worin $v_{\max} \approx 1/(1+C/B)$ die Nullstelle in (5.18) nahe $v = 1$ ist. In sehr guter Näherung findet man

$$\begin{aligned}
-dE/dx = & -4\alpha(N/A)(Zr_em_e/m)^2E\{\ln B - 17/18 - \\
& - \frac{4}{3}(C\ln C - C + 1)/(C - 1) \\
& + \frac{1}{3}(2C^2\ln C - C^2 + 1)/(C - 1)^2 - \\
& - \frac{1}{3}(3C^3\ln C - C^3 + 1)/(C - 1)^3\} \quad (5.22)
\end{aligned}$$

mit den gleichen Konstanten wie oben.

5.2.4 Kernwechselwirkungen

Der Wirkungsquerschnitt für Kernwechselwirkungen wurde als

$$d\sigma/dv = (2\alpha N\sigma_t/\pi v) \cdot \ln(1/v) \quad (5.23)$$

angenommen [115], worin σ_t der totale Absorptionsquerschnitt für virtuelle Photonen ist. Für Energien über 5 GeV ist σ_t nahezu unabhängig von der Photonenergie und hat den Wert von $\sigma_t \approx 120 \mu\text{barn}$ [116]. Der entsprechende mittlere Energieverlust ist

$$-dE/dx = -(2\alpha/\pi) \cdot N\sigma_t E \quad (5.24)$$

(5.23) und (5.24) stellen vergleichsweise grobe Näherungen dar, jedoch ist der Anteil der Kernwechselwirkung am gesamten Energieverlust klein und der Näherungsfehler deshalb, gemessen an den übrigen theoretischen Unsicherheiten, belanglos.

5.2.5 Technik der Simulation des Energieverlustes

Der totale mittlere Energieverlust ergibt sich aus einfacher Summation über (5.12), (5.15), (5.22) und (5.24); da er für die Impulsberechnung sehr häufig benötigt wird (einige hundert Male für jedes Ereignis), wird im Rekonstruktionsprogramm eine stückweise lineare Parametrisierung benutzt, die nur sehr wenig Rechenzeit erfordert.

Ein anderer Kunstgriff, den Rechenzeitbedarf gering zu halten, wird in der Monte-Carlo-Simulation der Strahlungsverluste benutzt. Da hier vor allem die Simulation der grossen Verluste wichtig ist, wird in die Spektren ein Abschneideparameter v_c eingeführt und der Energieverlust nur für $v > v_c$ im Detail simuliert. Die für die Erzeugung der entsprechend verteilten Zufallszahlen benötigten Integralfunktionen der Energieverlustspektren sind alle analytisch berechenbar und - bis auf den dritten Abschnitt des Paarerzeugungsspektrums (5.14), für den numerische Techniken verwandt werden - auch analytisch umkehrbar. Energieverluste $v < v_c$ werden als "reduzierter" mittlerer Energieverlust

$$-(dE/dx)_{\text{red}} = -E \int_0^{v_c} v (d\sigma/dv) dv \quad (5.25)$$

zusammen mit dem Ionisationsverlust behandelt. Für Bremsstrahlung und Kernwechselwirkung wurde - etwas willkürlich - $v_c = 0.01$ gewählt, für die Paarerzeugung ist $v_c = m_e/m \approx 0.0048$ eine natürliche Wahl (vgl. (5.14)). Die technischen Aspekte der Monte-Carlo-Simulation sind in [94] ausführlicher diskutiert.

5.2.6 Ergebnisse

Abb. 25 zeigt die Beiträge von Ionisation, Paarerzeugung, Bremsstrahlung und Kernwechselwirkung zum totalen Energieverlust in Eisen. Um den Effekt der Strahlungsverluste zu veranschaulichen, sind in Abb. 26 und 27 die Entwicklung eines monochromatischen Strahls von 100 GeV Einfallsenergie durch 35 m Eisen - entsprechend der totalen Länge des Eisens im Spektrometer - sowie das Energieverlustspektrum des einfallenden Strahls vor dem Target (ausgezogene Linie) und am Wechselwirkungsort, gemittelt über die Länge des Targets (gestrichelte Linie), dargestellt.

Eine vergleichende Monte-Carlo-Untersuchung zeigt, dass die Strahlungsverluste nur einen geringen Einfluss auf das Auflösungsvermögen des Spektrometers haben. Sie führen jedoch dazu, dass sich der rekonstruierte gegenüber dem wahren Impuls systematisch verschiebt: Da nach grossen Energieverlusten von mehr als etwa 90% das Myon bald im Eisen stoppt, sind solche Verluste in gemessenen Spuren nicht existent und der in der Impulsrekonstruktion benutzte totale Energieverlust, der solche "katastrophalen" Verluste einschliesst, ist effektiv zu hoch angesetzt; dadurch wird auch die Energie am Vertex zu hoch berechnet. Der mittlere Unterschied zwischen wahren und rekonstruiertem Impuls ist etwa 1%, nahezu unabhängig vom Impuls selbst. Grundsätzlich liesse sich dieser Effekt durch einen geeigneten Abschneideparameter bei der Berechnung des mittleren Energieverlustes berücksichtigen, jedoch ist er für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten ohne Bedeutung, da er in der Monte-Carlo-Rechnung in konsistenter Weise simuliert und so als scheinbare Änderung der Akzeptanz behandelt wird.

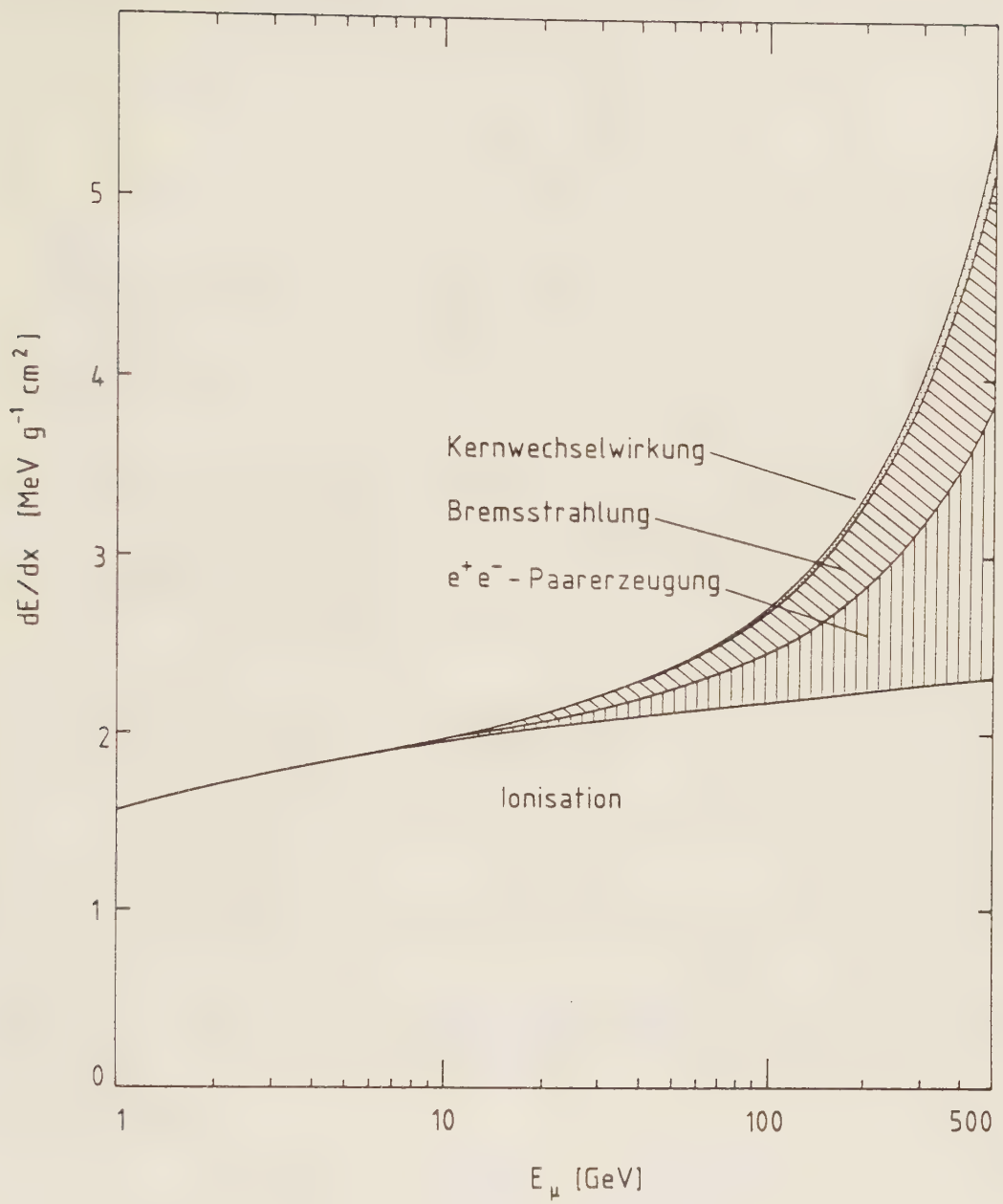


Abbildung 25: Beiträge zum totalen Energieverlust in Eisen

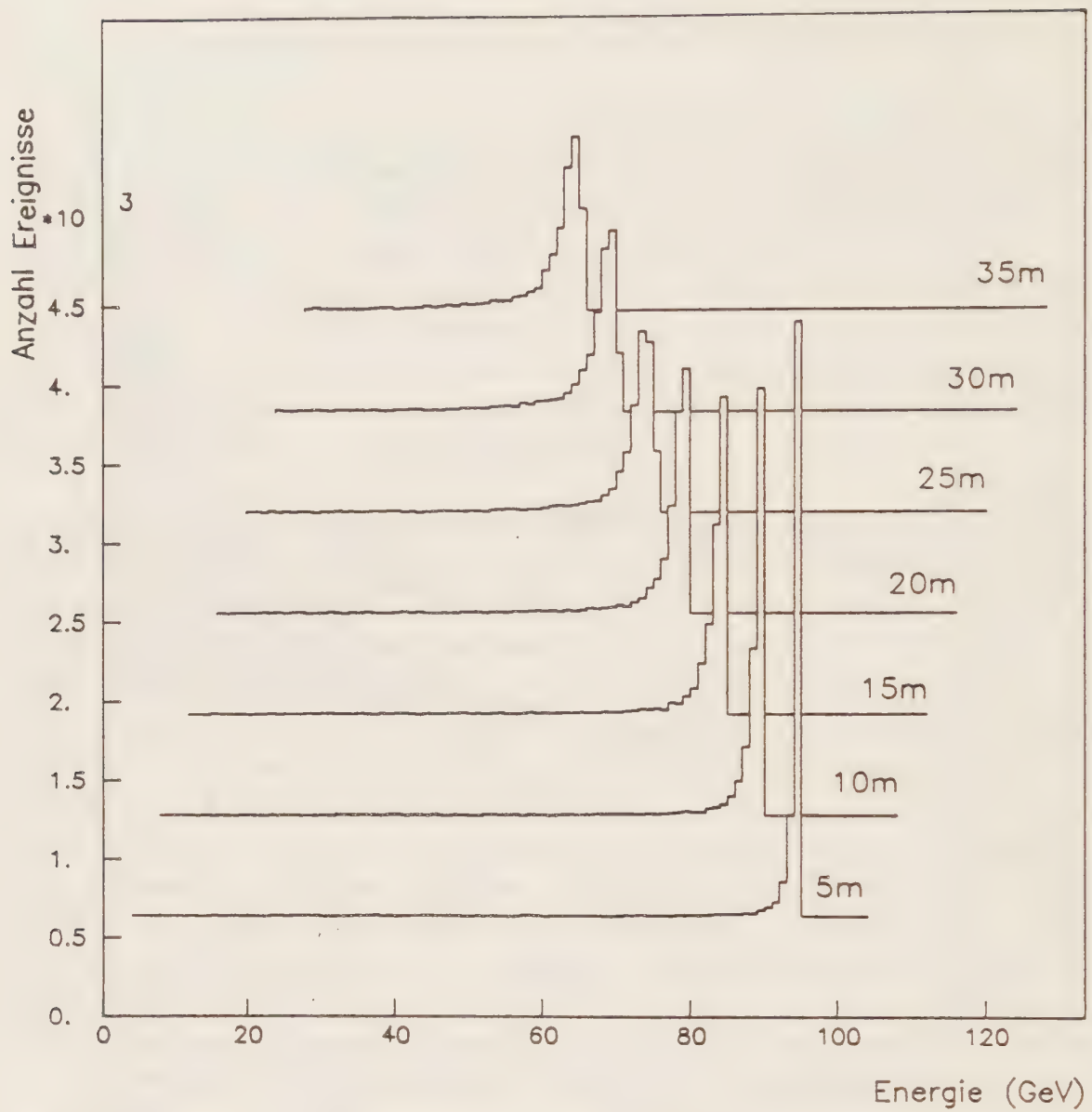


Abbildung 26: Entwicklung eines 100 GeV-Myonenstrahls in Eisen

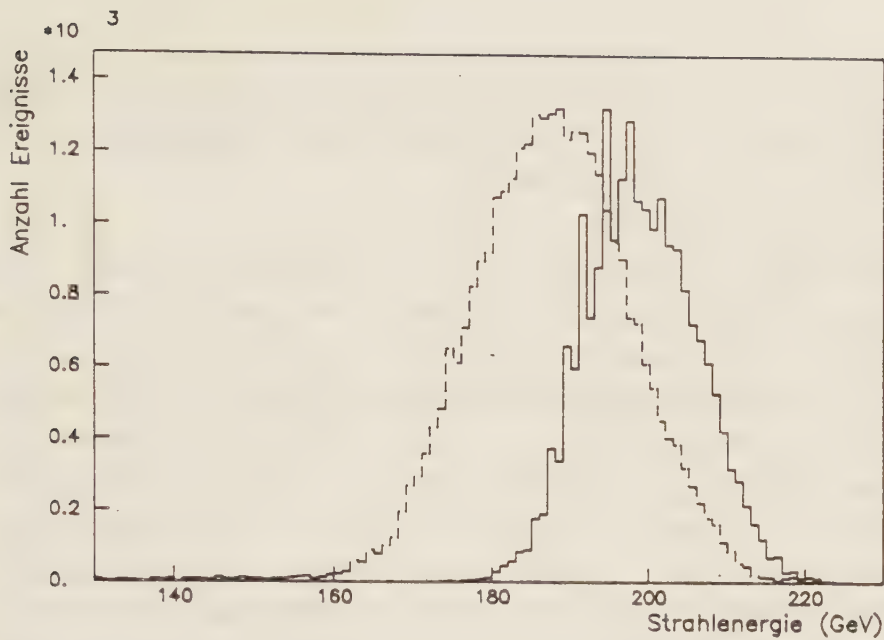


Abbildung 27: Verteilung der Strahlenergie

5.3 KALIBRATION DES MAGNETFELDES

Das Problem der Kalibration des Magnetfeldes, das von zentraler Bedeutung für die systematische Genauigkeit von Wirkungsquerschnitten und Strukturfunktionen ist, soll hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt werden. Bei der Berechnung der Ladungsasymmetrie fallen etwaige Fehler des Wirkungsquerschnittes heraus und Fehler in der Impulskalibration führen nur zu vernachlässigbaren Skalenfehlern in den kinematischen Variablen.

Im Rekonstruktionsprogramm wird eine zweidimensionale Parametrisierung $B(r, \phi)$ des Magnetfeldes benutzt, die auf einer Berechnung nach der Methode der Spiegelströme beruht. Zwar ist die Feldrichtung im wesentlichen tangential, doch stellen die Füße der Eisenplatten einen magnetischen Nebenschluss dar, der die azimuthale Symmetrie des Feldes um einige Prozent beeinträchtigt. Eine etwaige z -Abhängigkeit

ist, angesichts der grossen Länge des Detektors im Vergleich zu seinem Durchmesser, und angesichts des hohen Grades von Homogenität entlang der Spektrometerachse z.Zt. vernachlässigt.

Diese Parametrisierung wurde mit zwei- und dreidimensionalen numerischen Rechnungen überprüft, die auf verbreitet gebräuchliche Programme zur Lösung der Maxwell-Gleichungen zurückgreifen [117,118] und auf etwa 1-2% übereinstimmende Resultate ergeben. Der magnetische Fluss durch das Spektrometereisen wurde für verschiedene Supermodule und verschiedene Azimuthwinkel ϕ mit Hilfe von Induktionsspulen gemessen und stimmt mit dem numerisch berechneten Fluss ebenfalls auf etwa 1% überein. Durch entsprechende Korrekturen der Feldparametrisierung lassen sich berechneter und gemessener Fluss auf besser als 0.3% in Übereinstimmung bringen, jedoch ist damit natürlich die Radialabhängigkeit des Feldes nicht bestimmt.

Schliesslich wurde die Kalibration des Feldes noch mit Testmessungen überprüft, in denen Myonstrahlen bekannter Energie direkt in das Spektrometereisen geschossen wurden und die ebenfalls auf etwa 1% konsistente Resultate ergaben; diese Messungen sind allerdings mit Unsicherheiten durch systematische Effekte wie die oben diskutierten Strahlungsverluste der Myonen im Spektrometereisen und davor (der Strahl muss für diese Messungen durch die Polschuhe des EMC-Spektromettermagneten geschossen werden) oder Kalibrationsprobleme des Strahlimpulsspektrometers behaftet. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die lokale Abhängigkeit des Magnetfeldes von Radius r und Azimuthwinkel ϕ sehr wahrscheinlich auf etwa 1-2% genau bekannt ist.

Kapitel 6

BERECHNUNG DER LADUNGSASYMMETRIE

Mit diesem Kapitel wendet sich die vorliegende Arbeit wieder ihrem Hauptthema zu, der Messung der vom GSW-Modell vorhergesagten $\mu^+ - \mu^-$ -Asymmetrie des tiefinelastischen Wirkungsquerschnitts. Mit einer erwarteten Grösse von etwa 1% ist dieser Effekt so klein, dass er, wendet man nicht in der Auswertung ebenso wie während der Datennahme grösstmögliche Sorgfalt auf, leicht von apparativen Effekten vorge- täuscht oder kompensiert werden kann. Die Untersuchung solcher Ef- fekte und die Berechnung der entsprechenden Korrekturen und syste- matischen Fehler stehen daher im Mittelpunkt der Diskussion.

6.1 EREIGNISAUSWAHL

6.1.1 Auswahl des Datensatzes

Die Rohdaten der Asymmetriemessung wurden zunächst Run für Run (ein "Run" entspricht einem Magnetband und umfasst etwa 30000-35000 Trigger, wovon etwa 5000-6000 gute tiefinelastische Ereignisse sind) anhand der Logbücher des Experiments sowie anhand der Daten selbst auf einwandfreies und stabiles Funktionieren des Spektrometers überprüft; etwa 20% der Daten wurden von der Analyse ausgeschlossen, meist aufgrund von MWPC-Ausfällen und Stabilitätsproblemen mit den Triggerzählern. Die verbleibenden Daten wurden auf konstante Ansprechwahrscheinlichkeit von Proportionalkammern und Szintillationszählern sowie auf Stabilität der Verteilungen der wichtigsten kinematischen Variablen überprüft. Ausführlichere Daten zu den Stabilitätsuntersuchungen finden sich in Ref. [119,120]. Tabelle 7 gibt, nach Strahlzeitperioden aufgeschlüsselt, eine Übersicht über die nach Auswahl guter Runs, Ereignisauswahl und kinematischen Schnitten (vgl. dazu die beiden folgenden Abschnitte) verbleibenden und für die Berechnung der Asymmetrie benutzten Ereignisse. Die Abbildungen 28 und 29 zeigen Verteilungen von Ereignissen in den wichtigsten kinematischen Variablen nach der Ereignisauswahl (vgl. den nächsten Abschnitt), aber noch vor den kinematischen Schnitten.

TABELLE 7

Statistik der Asymmetriemessung

Periode:	1B	1C	3B	3C	3D	1B-3D
Effektiver Strahl ¹ ($10^{11}\mu$):						
μ^+	1.30	1.24	1.25	0.70	0.82	5.32
μ^-	1.18	1.99	1.71	1.20	0.88	6.96
$\mu^+\mu^-$	2.48	3.23	2.96	1.90	1.71	12.28
Luminosität ¹ (10^{39}cm^{-2}):						
$\mu^+\mu^-$	1.30	1.69	1.55	1.00	0.90	6.43
Akzeptierte Ereignisse ² :						
μ^+	180865	171939	170002	98221	109181	730208
μ^-	156512	264207	224479	163215	115643	924056
$\mu^+\mu^-$	337377	436146	394481	261436	224824	1654264
Kinematische Schnitte:						
	$40 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 180 \text{ GeV}^2$					
	$0.20 \leq x \leq 0.80$					
	$0.20 \leq y \leq 0.85$					
	$\geq 5 \text{ Punkte/Projektion}$					

¹ Nach Verlusten durch Auslesetotzeit und Halo-Veto, aber ohne Korrektur für Zählverluste ($\approx 10\%$)

² Nach Ereignisauswahl (vgl. Abschnitt 6.1.2) und kinematischen Schnitten

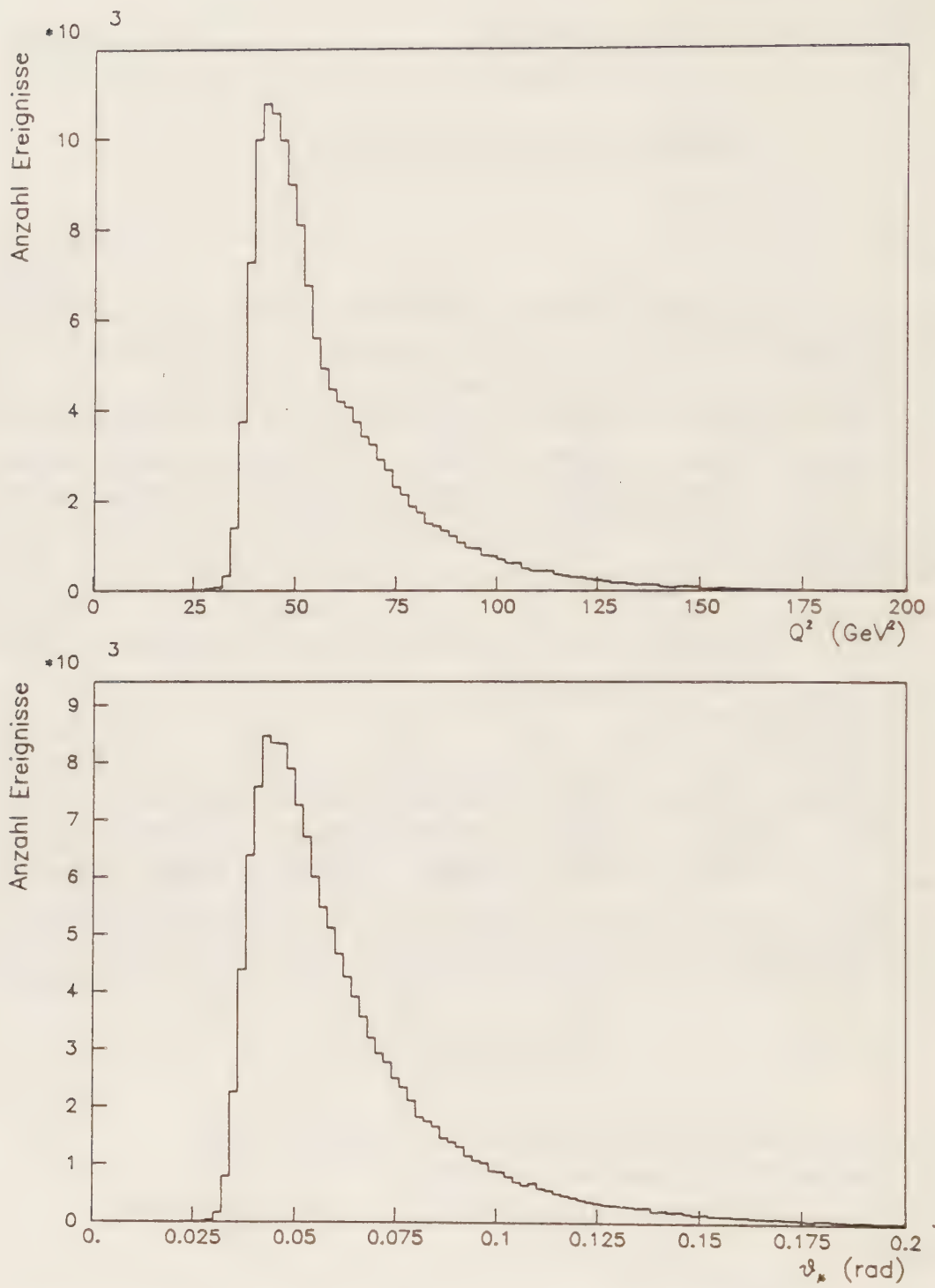


Abbildung 28: Verteilung von Ereignissen in Q^2 und θ

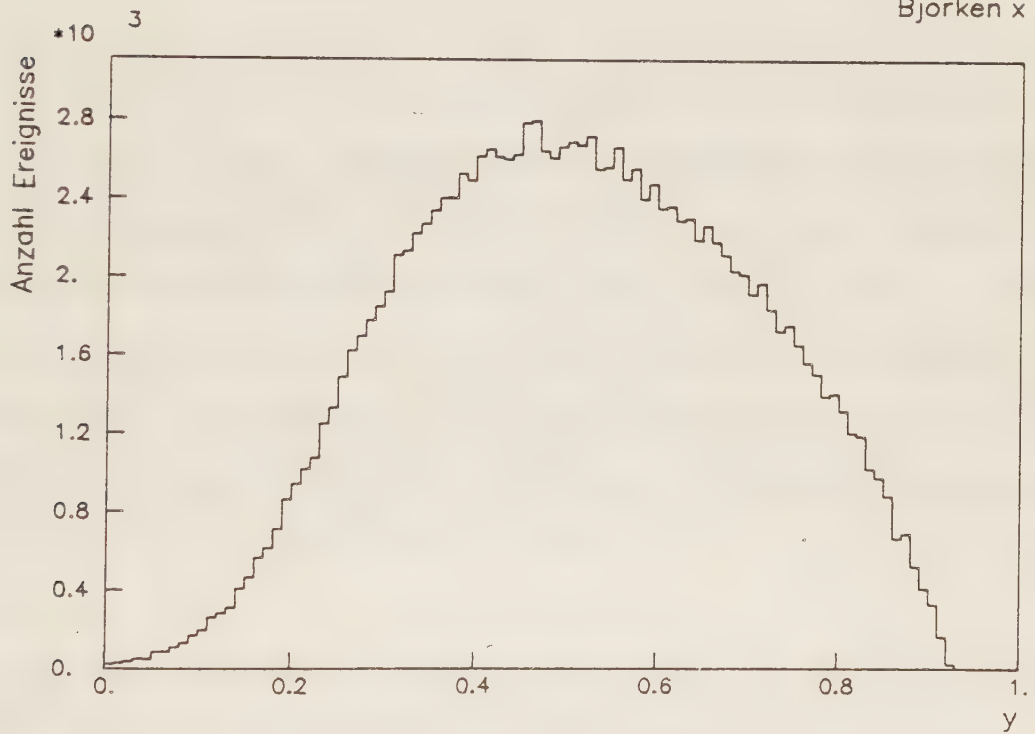
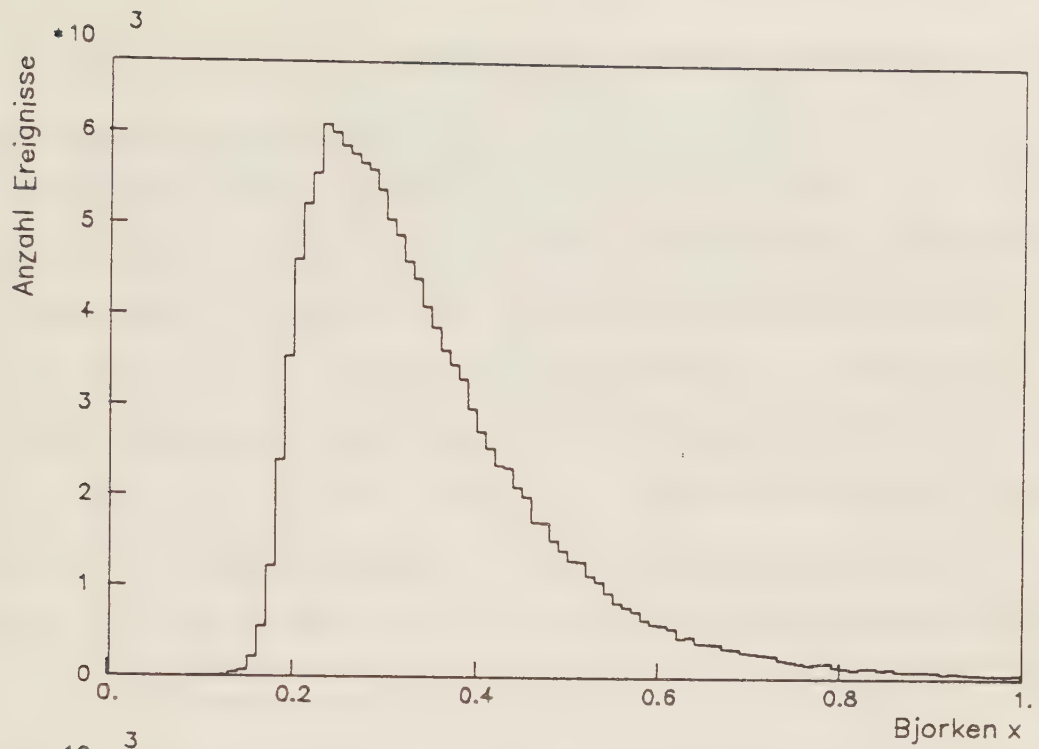


Abbildung 29: Verteilung von Ereignissen in x und y

6.1.2 Auswahl tiefinelastischer Ereignisse

Die in Kapitel 3.2 dargestellte Ereignisrekonstruktion im Spektrometer trifft noch keine Unterscheidung zwischen "guten" Ereignissen - deren Definition immer auch von der physikalischen Zielsetzung der jeweiligen Messung abhängig ist - und Untergrundereignissen. Trivial auszusondern sind Halospuren, die das Spektrometer von vorn oder von der Seite treffen, und defokussierte Spuren, d.h. μ^- -Spuren bei μ^+ -Strahl und umgekehrt; problematisch sind hingegen fokussierte Zerfallsmuonen aus π/K - oder Charm-Zerfällen sowie Halospuren, die - aus mehreren möglichen Gründen - nicht sofort nach ihrem Auftreffen auf das Spektrometer von den Proportionalkammern registriert werden. Von Zerfallsmuonen ausgelöste Ereignisse unterscheiden sich in ihrer Topologie nicht oder nur geringfügig (etwa in Form und Multiplizität der hadronischen Schauer) von tiefinelastischen Wechselwirkungen und können daher nur statistisch behandelt werden (vgl. Abschnitt 6.6.6).

Den potentiell gefährlichsten Untergrund bilden jedoch falsch identifizierte Halospuren. Solche Ereignisse werden zum Teil von echten Wechselwirkungen mit grossem Energieübertrag v , aber so kleinem Q^2 und Streuwinkel ausgelöst, dass das gestreute Myon im Spektrometer nicht sichtbar wird, die elektromagnetischen und hadronischen Schauer sich aber so weit ausbreiten, dass sie vier aufeinanderfolgende Triggerzähler treffen. Durchläuft gleichzeitig - d.h. innerhalb der Zeitauflösung der MWPC-Ausleseelektronik von etwa 100 nsec - ein von den Vetoählern nicht registriertes Halomyon das Spektrometer, wird seine Spur erst vom Supermodul der Triggerentscheidung an in den Proportionalkammern sichtbar³⁷. Wird es darüber hinaus gerade so

³⁷ Dieser Effekt ist durch die Auslegung der Triggerelektronik bedingt und stellt die wahrscheinlich gefährlichste Schwachstelle des Spektrometers in der hier beschriebenen Konfiguration dar. Für die ab 1981 mit dem Wasserstofftarget aufgezeichneten Daten wurde diese Fehlerquelle durch einen entsprechenden Umbau der Elektronik aus-

fokussiert, dass es nahe dem Vertex der primären tiefinelastischen Streuung das Target durchläuft, ergibt sich aus der Überlagerung von hadronischem Schauer und Halospur eine Ereignistopologie, die von der einer guten tiefinelastischen Wechselwirkung nur schwer oder gar nicht zu unterscheiden ist. Umgekehrt kann auch das Halomyon selbst, in Zufallskoinzidenz mit einem Strahlmyon, erst einige Supermodule strahl-
abwärts einen Trigger auslösen, wenn es - etwa weil es die Trennprofile zwischen den Szintillatorringen trifft - zu Beginn ein oder zwei Triggerzähler verfehlt. Eine dritte Möglichkeit schliesslich ist, dass ein Halomyon nahe dem Strahl selbst vom ersten Strahlhodoskop registriert wird, aber - etwa aufgrund einer Wechselwirkung in der Materie strahl-
aufwärts vom Spektrometer - einen so grossen Winkel mit dem Strahl bildet, dass es ins Spektrometereisen läuft und schliesslich ebenfalls einen Trigger auslöst; diese Art von Untergrund ist praktisch überhaupt nicht zu identifizieren.

Bei voller Ausnutzung aller experimentellen Information bieten sich jedoch einige Anhaltspunkte, anhand derer zumindest die beiden ersten Typen von Halospuren noch als solche identifiziert oder die Ereignisse als zweifelhaft klassifiziert werden können; der wichtigste ist ein Test auf Kompatibilität der von den Proportionalkammern registrierten Spur mit der Triggerzähler-Information. Im einzelnen beruht die Auswahl guter tiefinelastischer Ereignisse auf folgenden Kriterien³⁸:

1. Die gemessene Spur muss alle Zählerebenen, die zur Triggerentscheidung beigetragen haben, im Bereich der im Trigger verlangten Ringe treffen, hier also innerhalb der Ringe 2-7. Damit ist gewährleistet, dass zumindest potentiell das Myon und nicht ein Schauer den Trigger ausgelöst hat.

geschaltet.

³⁸ Die hier benutzte Ereignisauswahl ist, im Sprachgebrauch des Experiments, die (nach ihrem Verfasser benannte) "AB selection".

2. Entlang der Spur müssen die vom Myon getroffenen Triggerzählerringe angesprochen haben, wobei berücksichtigt wird, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zähler - schon wegen der Trennprofile zwischen den Szintillatorringen - nicht ganz 100% beträgt. Dieses Kriterium nutzt die vergleichsweise gute Zeitauflösung der Triggerzähler-Information (≈ 30 nsec) gegenüber derjenigen der Proportionalkammern (≈ 100 nsec) aus, verlangt also effektiv die Gleichzeitigkeit von Trigger und Spur innerhalb von etwa 30 nsec.
3. Die Myonspur wird als hypothetische Halospur angesehen und, wieder durch numerische Integration der Bewegungsgleichung, vom Wechselwirkungspunkt an rückwärts - entgegen der Strahlrichtung - bis zum Eintritt ins Spektrometer extrapoliert; währenddessen wird getestet, ob entlang dieser hypothetischen Spur weitere Treffer in Proportionalkammern und Triggerzählern registriert wurden³⁹.
4. Schliesslich wird noch überprüft, ob der rekonstruierte Wechselwirkungsort mit dem Schwerpunkt des Schauers, das aus den nicht zur Spur gehörigen Treffern von Proportionalkammern und Triggerzählern rekonstruiert wird, verträglich ist. Dieses Kriterium versagt jedoch offensichtlich für Ereignisse mit kleinem Energieübertrag, in denen kein Schauer im Spektrometer sichtbar wird.

Für die Asymmetriemessung wurden die Auswahlkriterien sehr strikt gehandhabt und schon Ereignisse, die nur als "zweifelhaft" klassifiziert sind - das sind insbesondere solche, in denen das Programm unter

³⁹ Programmtechnisch stellt dieser Test einen Teil der Ereignisrekonstruktion dar und besteht im wesentlichen aus einer Fortsetzung der Extrapolation der sichtbaren Spur zum Target (vgl. Kap. 3.2.2.3) mit dem gleichen Integrationsverfahren.

Punkt 3. nur einen oder wenige Treffer entlang der hypothetischen Spur findet - werden von der Analyse ausgeschlossen. Insgesamt verbleiben nach dieser Ereignisauswahl etwa 95% der rekonstruierten und bis dahin noch nicht als trivialer Untergrund (s.o.) verworfenen Ereignisse.

6.1.3 Kinematische Schnitte

Die kinematischen Schnitte, bereits in Tabelle 7 zusammengestellt, sind in Abb. 30 zusammen mit einer zweidimensionalen Verteilung der akzeptierten Ereignisse in Q^2 und y dargestellt. Die unteren Schnitte in Q^2 (40 GeV^2) und x (0.2) sowie der Schnitt in y ($0.2 \leq y \leq 0.85$) schliessen den kinematischen Bereich aus, in dem sich die Akzeptanz des Spektrometers rasch ändert und die Asymmetrie daher empfindlich auf geringfügige Änderungen des Magnetfeldes, der Strahlenergie oder der Strahlage reagiert. Gleichzeitig schliessen sie den Bereich grosser y und kleiner Q^2 aus, in dem die Strahlungskorrekturen zum tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt gross und nicht sehr zuverlässig bekannt sind (vgl. Abschnitt 6.4). Die Schnitte bei grossen Q^2 und x schliessen Ereignisse aus, die besonders stark von Untergrund durchsetzt sind, da insbesondere Halo-Spuren in Q^2 und x flacher verteilt sind als gute tiefinelastische Ereignisse.

Über die kinematischen Schnitte hinaus werden lediglich 5 gemessene Koordinaten in jeder Projektion der Myonspur verlangt. Rein geometrische Schnitte auf ein Vertrauensvolumen des Spektrometers werden nicht angewandt.

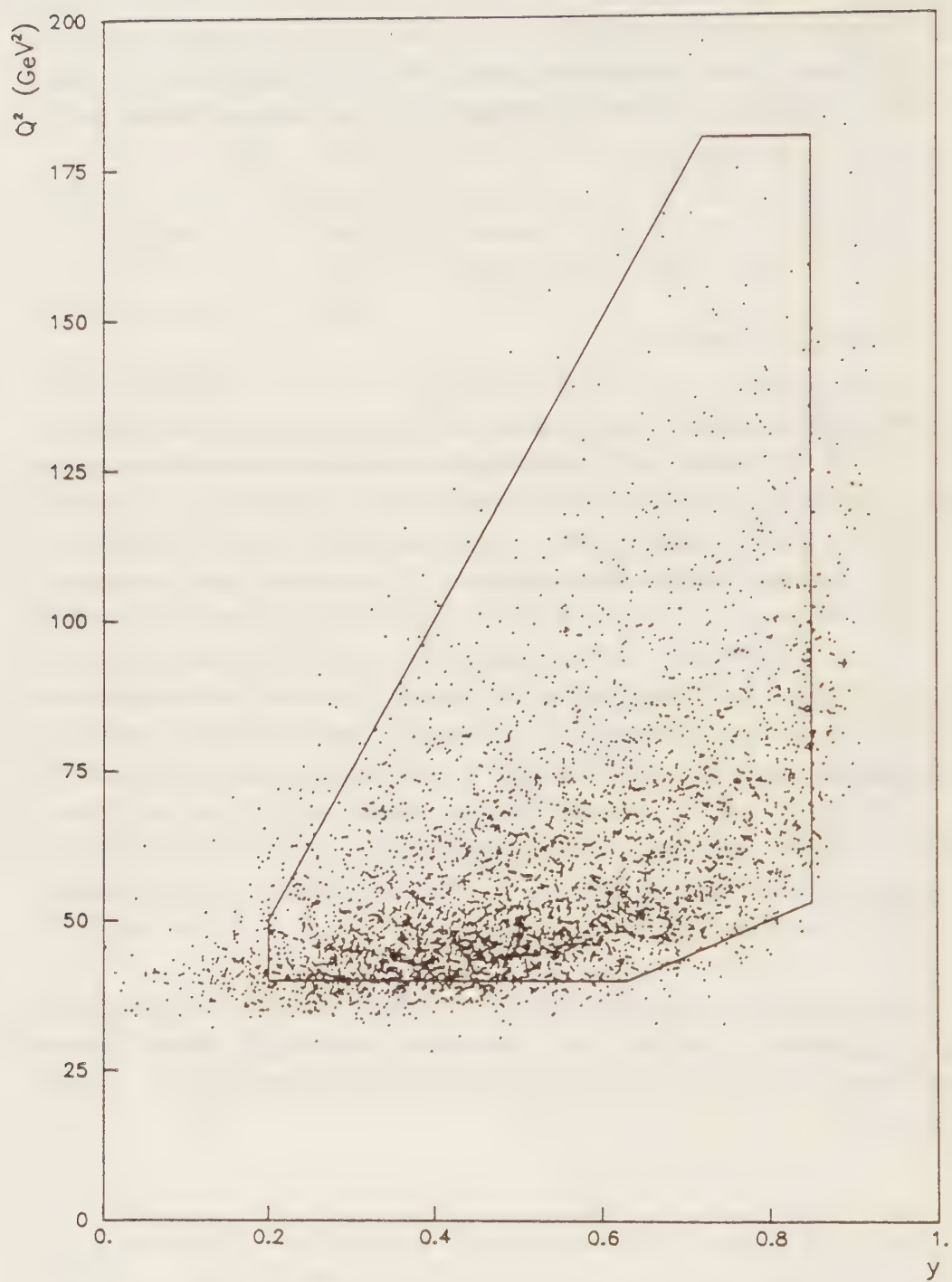


Abbildung 30: Kinematische Schnitte in der Q^2 - y -Ebene

6.2 BERECHNUNG VON KORREKTUREN UND SYSTEMATISCHEN FEHLERN

Die experimentelle Messung der Asymmetrie ist von zahlreichen apparativen Effekten wie Schwankungen der Strahlenergie und des Magnetfeldes, unterschiedlichen Ansprechwahrscheinlichkeiten von Zählern und Proportionalkammern für μ^+ - und μ^- -Daten usw. verfälscht. Die Umrechnung solcher gemessener oder geschätzter Effekte in entsprechende Korrekturen oder systematische Fehler ist in der Regel ein komplexes Problem, das am einfachsten zu lösen ist, indem man alle experimentellen Effekte gleichzeitig in die Monte-Carlo-Simulation des Experiments einschliesst und die daraus resultierende Asymmetrie berechnet.

Im folgenden wird jedoch ein anderer Weg beschritten und versucht, die Analyse dadurch transparenter zu gestalten, dass alle Effekte separat behandelt werden und, soweit irgend möglich, auf analytische Rechnungen zurückgegriffen wird. In vielen Fällen lassen sich experimentelle Effekte, zumindest näherungsweise, analytisch in die entsprechenden Asymmetrien umrechnen. Diese sind jedoch, anders als die elektroschwache Asymmetrie, in der Regel Funktionen von zwei (oder, wie im Fall der Triggerzähler-Ansprechwahrscheinlichkeit, sehr viel mehr) Variablen, und das Problem ihrer Umrechnung auf die Asymmetrie bei Projektion auf eine einzige Variable unter Berücksichtigung von kinematischen Schnitten, Akzeptanz und Auflösungsfunktion des Spektrometers ist ein analytisch nicht lösbares Problem. Dafür wurde ein Monte-Carlo-Verfahren gefunden, das sehr viel schneller und auch genauer zum Ziel führt als die direkte Simulation experimenteller Effekte.

6.2.1 Das Monte-Carlo-Verfahren

Die Ladungsasymmetrie

$$B = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} \cong \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{2\sigma_0} = \frac{\Delta\sigma}{2\sigma_0}, \quad (6.1)$$

worin σ_0 der tiefinelastische Wirkungsquerschnitt in der Ein-Photon-Näherung (1.23) ist, sei hier allgemein nicht nur als elektroschwache Asymmetrie, sondern ebenso als Asymmetrie aus Strahlungskorrekturen oder irgendeinem apparativen Effekt aufgefasst. Die kinematischen Variablen, von denen σ_0 abhängt, seien mit u und v bezeichnet. In der Praxis wird die Asymmetrie in u in endlich vielen Intervallen $[u_1, u_2], \dots, [u_{n-1}, u_n]$ berechnet, wobei über den ganzen möglichen Bereich in v integriert wird. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind nicht nur durch die Integrationsgrenzen, sondern auch durch Akzeptanz $a(u_0, v_0)$ und Auflösungsfunktion $r(u, u_0, v, v_0)$ des Spektrometers bestimmt, worin u und v die rekonstruierten und u_0 und v_0 die wahren Werte der jeweiligen Variablen seien. Die Asymmetrie (6.1) im Intervall $[u_i, u_j]$ berechnet sich also aus⁴⁰

$$\Delta\sigma = \int_{u_i}^{u_j} \iiint a(u_0, v_0) r(u, u_0, v, v_0) \frac{d^2\Delta\sigma}{du_0 dv_0} dv_0 du_0 dv du \quad (6.2)$$

im Zähler, worin

⁴⁰ Diese Darstellung ist insofern vereinfacht, als der tiefinelastische Wirkungsquerschnitt i.A. noch von einer dritten Variablen, der Strahlenergie E_0 abhängt. Die Integration über E_0 ist im folgenden stets impliziert und auch in die Monte-Carlo-Rechnung einbezogen.

$$\frac{d^2\Delta\sigma}{dudv} = \frac{d^2\sigma^+}{dudv} - \frac{d^2\sigma^-}{dudv} \quad (6.3)$$

sein soll, und im Nenner aus

$$\sigma_0 = \int_{u_i}^{u_j} \int \int \int a(u_0, v_0) r(u, u_0, v, v_0) \frac{d^2\sigma_0}{du_0 dv_0} dv_0 du_0 dv du . \quad (6.4)$$

Die übrigen Integrationsgrenzen sind hier nicht explizit ausgeschrieben, da sich die Integration über u_0 und v_0 über den ganzen möglichen Bereich dieser Variablen erstreckt und das Integrationsgebiet in u und v im allgemeinen, der kinematischen Schnitte wegen, kein Rechteck ist.

Bis auf einen Normalisierungsfaktor ist (6.4) aber auch die mathematische Formulierung für die Monte-Carlo-Simulation des Experiments, wenn man $d^2\sigma_0/du_0 dv_0$ als Verteilung der erzeugten Ereignisse auffasst; nach den beiden inneren Integrationen erhält man die simulierte Verteilung in u und v und nach den äusseren Integrationen den Wirkungsquerschnitt im jeweiligen u -Intervall. $\Delta\sigma$ (6.2) lässt sich mit der gleichen Technik wie σ_0 berechnen, indem man die gleichen Ereignisse mit der normierten Differenz der Wirkungsquerschnitte

$$A(u_0, v_0) = \frac{d^2\Delta\sigma/du_0 dv_0}{d^2\sigma_0/du_0 dv_0} \quad (6.5)$$

gewichtet, die - bis auf den Faktor $1/2$ - wieder gerade gleich der Asymmetrie (6.1) ist. Die grosse praktische Bedeutung dieser Technik, die Asymmetrie in beliebigen Variablen zu berechnen, liegt darin, dass nur ein Monte-Carlo-Datensatz benötigt wird und die vergleichsweise kleine Zahl von 10^4 Ereignissen pro Intervall ausreicht, um eine mehr als ausreichende statistische Genauigkeit von 1% zu erzielen; alle Rechnungen in dieser Arbeit beruhen auf insgesamt nur etwa 50000 Ereignis-

sen. Eine "naive" Methode, die die experimentelle Messung nachahmt und B (6.1) aus zwei verschiedenen Monte-Carlo-Datensätzen mit etwas verschiedenen Wirkungsquerschnitten bestimmt, würde die völlig unrealistische Zahl von etwa 10^8 Ereignissen benötigen, um eine Asymmetrie von 1% mit der gleichen statistischen Genauigkeit zu berechnen.

6.2.2 Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen

Da in der Praxis die Monte-Carlo-Ereignisse nicht direkt gemäß der Verteilung $d^2\sigma_0/du_0dv_0$ erzeugt werden, müssen sie in (6.2) und (6.4) noch mit dem Faktor

$$w(u_0, v_0) = \frac{d^2\sigma_0/du_0dv_0}{d^2\sigma_g/du_0dv_0} \quad (6.6)$$

gewichtet werden, worin $d^2\sigma_g/du_0dv_0$ der Wirkungsquerschnitt der Ereigniserzeugung (4.1) ist. Für σ_0 wurde eine Näherung benutzt, die man z.B. aus (1.39) erhält, wenn man $R = 0$ annimmt und den Term Q^2/E^2 ($< 5 \cdot 10^{-3}$) vernachlässigt. Die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ wird, unter Annahme von Skaleninvarianz und in der einfachstmöglichen Valenzquark-Approximation [28] durch $F_2(x) = (1-x)^3$ angenähert⁴¹.

⁴¹ Ein Fit an die im gleichen Experiment bei 120, 200 und 280 GeV Strahlenergie gemessenen und kombinierten Strukturfunktionen ergibt als genauere phänomenologische Parametrisierung

$$F_2(x, Q^2) = (1 + ax) \cdot (1 - x)^b \cdot (Q^2)^{c+dx}$$

mit $a = 2.74$, $b = 3.57$, $c = 0.0100$ und $d = 0.304$ [121]. Ein numerischer Vergleich zeigt aber, dass diese Approximation im Rahmen

Insgesamt ergibt sich also - unter Weglassen von Normalisierungskonstanten -

$$\frac{d^2\sigma_0}{dx dQ^2} \cong \frac{1}{Q^4 x} [2(1-y) + y^2] (1-x)^3 \quad (6.7)$$

oder in scaling-Variablen

$$\frac{d^2\sigma_0}{dx dy} \cong \frac{1}{E_0(xy)^2} [2(1-y) + y^2] (1-x)^3 \quad (6.8)$$

Die Berechnung des "Asymmetrie-Wirkungsquerschnitts" (6.3) bzw. (6.5) wird von Fall zu Fall einzeln diskutiert.

der hier angestrebten Genauigkeit nicht zu signifikant verschiedenen Resultaten führt, weshalb die für analytische Rechnungen bequemere Form $(1-x)^3$ beibehalten wurde.

6.3 KORREKTUREN FÜR APPARATIVE EFFEKTE

Die folgenden Abschnitte beschreiben Korrekturen, die an den experimentellen Daten für unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerzähler und Proportionalkammern sowie unterschiedliche Energien von μ^+ - und μ^- -Strahl angebracht wurden. Diese Korrekturen wurden grundsätzlich für jede Datennahmeperiode einzeln bestimmt, für die Strahlenergie sogar für jeden "Run" separat durchgeführt. Unterschiedliche Feldstärken des Spektrometermagneten für μ^+ - und μ^- -Daten, die vierte potentiell wichtigste Fehlerquelle, konnten dank sorgfältiger Kontrolle der Erregerstroms (vgl. Kap. 2.5) innerhalb der mit den Hall-Sonden erreichbaren Messgenauigkeit nicht nachgewiesen werden (vgl. auch Abschnitt 6.6.2).

Die getrennte Berechnung der Asymmetrien aus verschiedenen apparativen Ursachen ist prinzipiell nur dann zulässig, wenn diese nicht in irgendeiner Weise miteinander korreliert sind, also nicht - um ein einfaches Beispiel zu konstruieren - Triggerzähler mit besonders niedriger Ansprechwahrscheinlichkeit gerade in der Nähe ebensolcher Proportionalkammern installiert sind. Für solche Korrelationen gibt es jedoch keine experimentellen Anhaltspunkte - die MWPC-Ansprechwahrscheinlichkeit wird ohnehin nur in einer globalen Näherung behandelt - und falls sie existieren, dürfte die grosse Zahl von Detektoren im Spektrometer ihren Effekt gering halten.

6.3.1 Triggerzähler

Unter den vom Spektrometer selbst verursachten Asymmetrien ist die aufgrund unterschiedlicher Nachweiswahrscheinlichkeiten der Triggerzähler der grösste Effekt, da Zähler mit so geringer Lichtausbeute - bis herab zu 3-4 Photoelektronen - nur schwer mit hoher Stabilität zu betreiben sind. Überdies weist die Triggerlogik für kurze Spuren, die nur wenige (etwa 4-6) Zählerebenen treffen, keine oder nur wenig Redundanz auf, so dass etwaige Ineffizienzen der Zähler sich in der Triggerwahrscheinlichkeit direkt multiplizieren. Ein weiterer Grund ist, dass die Ansprechwahrscheinlichkeit nicht von Zähler zu Zähler zufällig schwankt, sondern für μ^+ -Daten systematisch niedriger als für μ^- -Daten ist. Die Ursache ist aller Wahrscheinlichkeit nach im Einfluss des Streufeldes des Spektrometermagneten zu suchen, das bei Umkehr der Feldrichtung die Verstärkung der Photovervielfacher in unterschiedlicher Weise beeinflusst.

Im einzelnen ist die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler durch folgende Faktoren bestimmt:

1. Das Energieverlustspektrum der Myonen im Szintillator;
2. die Lichtausbeute des Szintillators;
3. die Abschwächung des Szintillationslichtes im Zähler, die eine komplizierte Funktion des Durchgangsortes des Myons (Radius r und Azimuthwinkel ϕ) ist;
4. die Nachweiswahrscheinlichkeit (quantum efficiency) der Photokathoden und die Quantenstatistik (Poisson-Verteilung) der erzeugten Photoelektronen;
5. den Verstärkungsfaktor (gain) der Photoröhren (hier geht der Einfluss des magnetischen Streufeldes ein);

6. die Diskriminatorschwellen (die in diesem Experiment alle gleich eingeregelt sind).

Darüber hinaus ist zu berücksichtigen, dass die Ausgangssignale der Diskriminatoren von Zeitmittelwertbildern verarbeitet werden, die wie eine Koinzidenzschaltung das Ansprechen beider Photoröhren eines Zählers verlangen.

Für die modellmässige Beschreibung der Ansprechwahrscheinlichkeit in der Monte-Carlo-Simulation wurden das Energieverlustspektrum (1.), die Lichtausbeute (2.) und die Attenuation (3.) als universelle Funktionen angenommen, die Attenuation für jeden Typ von Ring (2,3,...,7) separat als Funktion von r und ϕ ; sie wurden aus speziellen Testmessungen bestimmt, in denen für einen Teil der Zähler die Höhe des Ausgangssignals der Photoröhren von Analog-Digital-Konvertern (ADC's) registriert und, zusätzlich zu den üblichen Daten, auf Band geschrieben wurde; anhand dieser Daten lässt sich das Pulshöhenspektrum in Abhängigkeit vom Auftreffort des Myons untersuchen. Nachweiswahrscheinlichkeit (4.), Verstärkung (5.) und Diskriminatorschwelle (6.) werden durch eine einzige effektive Schwelle beschrieben, die, unter Annahme dieses Modells und für jede Photoröhre separat, aus den experimentellen Daten selbst bestimmt wurde. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ist dann durch das Integral des Pulshöhenspektrums oberhalb der effektiven Schwelle gegeben.

Die Triggerwahrscheinlichkeit für eine gegebene Spur hängt von der Zahl der getroffenen Ebenen ab und ergibt sich aus den Ansprechwahrscheinlichkeiten durch kombinatorische Rechnungen, die nur im Zusammenhang mit einer detaillierten Beschreibung der Triggerlogik verständlich sind.

Der Gewichtungsfaktor A (6.5) schliesslich wird bestimmt, indem die Triggerwahrscheinlichkeit p für jede Monte-Carlo-Spur zweimal, einmal aus μ^+ - und einmal aus μ^- -Ansprechwahrscheinlichkeiten bestimmt wird; es gilt dann $A = 0.5 \cdot (p^+ - p^-) / (p^+ + p^-)$. Numerische Resultate für die

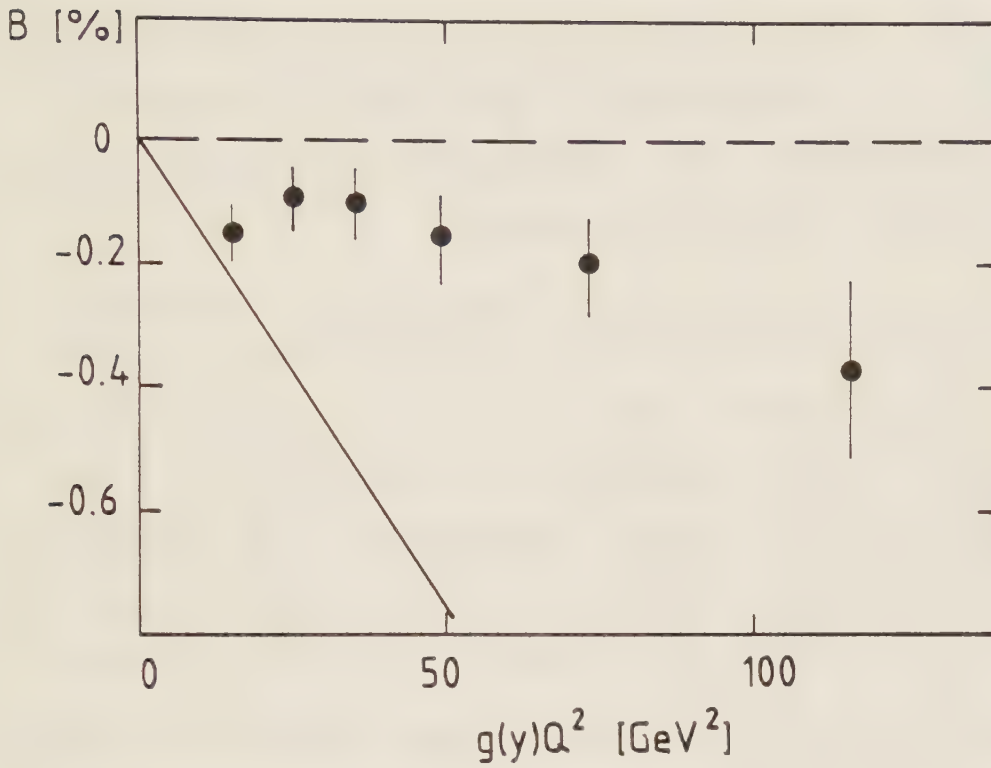


Abbildung 31: Asymmetrie durch unterschiedliche Triggerzähler-Nachweiswahrscheinlichkeiten

Asymmetrie B (6.1) sind in Abschnitt 6.5 tabelliert. Als Beispiel zeigt Abb. 31 die Asymmetrie für die Periode 1C in der Variablen $g(y)Q^2$ (1.87). Der Einfluss dieser Korrektur auf die differentielle Asymmetrie beträgt für keine Datennahmeperiode mehr als 10% des elektroschwachen Effektes, der in Abb. 31 durch die gerade Linie angedeutet ist.

6.3.2 Proportionalkammern

Die Redundanz der MWPC-Information ist grösser als die der Triggerentscheidung, und entsprechend ist der Einfluss unterschiedlicher Ansprechwahrscheinlichkeiten hier kleiner; die dadurch verursachte Asymmetrie wurde deshalb, anders als für die Triggerzähler, unter einigen vereinfachenden Annahmen berechnet.

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten aller Proportionalkammern sind für die Perioden 1B, 1C, 3B und 3C sehr detailliert bestimmt worden⁴² [122]; diese Untersuchungen lassen den Schluss zu, dass die Ansprechwahrscheinlichkeiten - ähnlich wie die der Triggerzähler - nicht zufällig schwanken, sondern untereinander stark korreliert sind, verursacht wahrscheinlich durch langsame Veränderungen in der Zusammensetzung des für alle Kammern gemeinsamen Füllgases. Sie werden deshalb durch eine globale Näherung beschrieben, in der die Ansprechwahrscheinlichkeiten aller Kammern als untereinander gleich angenommen, aber für jede Periode und jedes Ladungsvorzeichen getrennt bestimmt werden (Tabelle 8, [123]). Nicht in diese Berechnung eingeschlossen sind "tote" Kammern, bedingt durch vereinzelte Ausfälle während einer Datennahmeperiode. Nur zeitweilig tote Kammern werden für die gesamte jeweilige Periode von der Spurrekonstruktion ausgeschlossen, so dass sich ihr Einfluss auf die Asymmetriemessung kompensiert. Im folgenden wird eine effektive Ansprechwahrscheinlichkeit ε benutzt, die nicht nur durch die tatsächlichen Ansprechwahrscheinlichkeiten $\varepsilon(\mu^+)$ und $\varepsilon(\mu^-)$ bedingt ist, sondern ebenso durch Verluste in der Spurrekonstruktion (vgl. Kap. 3.2.1), in der alle "Cluster" aus mehr als 4 benachbarten MWPC-Drähten verworfen werden; ε wird für

⁴² Bei Abschluss dieser Arbeit lagen keine Resultate für die Periode 3D vor, für die deshalb auch keine Korrektur durchgeführt wurde. Sofern dort nicht völlig unerwartete Effekte auftreten, dürfte der Einfluss der entsprechenden Korrektur auf das Endresultat vernachlässigbar klein sein.

beide Ladungsvorzeichen als gleich angenommen und wurde zu $\epsilon = 92.2\%$ bestimmt.

TABELLE 8

Ansprechwahrscheinlichkeiten der Proportionalkammern

Periode	$\langle \epsilon(\mu^+) \rangle$	$\langle \epsilon(\mu^-) \rangle$	$\Delta\epsilon = \langle \epsilon(\mu^+) \rangle - \langle \epsilon(\mu^-) \rangle$
1B	97.80	98.29	-0.49
1C	97.25	96.98	+0.27
3B	98.22	98.06	+0.16
3C	98.27	98.01	+0.26

Alle Ansprechwahrscheinlichkeiten in %.

Effektive mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit nach Verlusten
in der Spurrekonstruktion: $\epsilon = 92.2\%$.

Mit diesen Vereinfachungen lässt sich die Asymmetrie als Funktion der Zahl der von der Myonspur getroffenen Kammern in beiden Projektionen, n_x bzw. n_y , näherungsweise kombinatorisch berechnen; die Ergebnisse sind hier ohne Herleitung angegeben. Ist $\Delta\epsilon = \langle \epsilon(\mu^+) \rangle - \langle \epsilon(\mu^-) \rangle$ die Differenz der mittleren Ansprechwahrscheinlichkeiten für μ^+ - und μ^- -Daten und m die geforderte Mindestzahl von Messpunkten in jeder Projektion, dann ist in einer linearen Näherung, die unter der Voraussetzung

$$\Delta\epsilon \ll (1-\epsilon) \ll \epsilon \quad (6.9)$$

gerechtfertigt ist, die Wahrscheinlichkeit, aus $n_x + n_y$ getroffenen Kammern eine Spur auch tatsächlich zu rekonstruieren:

$$P(\epsilon, n_x, n_y, m) = \sum_{j=0}^{n_x-m} \sum_{i=0}^{n_y-m} c_b(n_x, j) c_b(n_y, i) \epsilon^{n_x+n_y-i-j} \cdot (1-\epsilon)^{i+j} \quad (6.10)$$

worin $c_b(n, j)$ den Binominalkoeffizienten $c_b = n!/[j!(n-j)!]$ bezeichnet. Die Differenz zwischen den Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten für zwei um $\Delta\epsilon$ verschiedene Ansprechwahrscheinlichkeiten ist, ebenfalls in linearer Näherung:

$$\begin{aligned} \Delta P(\epsilon, \Delta\epsilon, n_x, n_y, m) &= P(\epsilon + \Delta\epsilon, n_x, n_y, m) - P(\epsilon, n_x, n_y, m) \\ &\approx \Delta\epsilon \sum_{j=0}^{n_x-m} \sum_{i=0}^{n_y-m} c_b(n_x, j) c_b(n_y, i) \cdot \\ &\quad \cdot \left[(n_x + n_y - j - i - 1) \epsilon^{n_x+n_y-j-i-1} (1-\epsilon)^{j+i} - \right. \\ &\quad \left. - (j+i) \epsilon^{n_x+n_y-j-i} (1-\epsilon)^{j+i-1} \right] \\ &= \Delta\epsilon \cdot \Delta P(\epsilon, n_x, n_y, m) \end{aligned} \quad (6.11)$$

Der Gewichtungsfaktor (6.5) für die Monte-Carlo-Berechnung der Asymmetrie in beliebigen Variablen ist hier

$$A = \Delta\epsilon \cdot \frac{\Delta P(\epsilon, n_x, n_y, m)}{P(\epsilon, n_x, n_y, m)} \quad (6.12)$$

Für festes ε und m ist also die MWPC-Asymmetrie näherungsweise eine universelle Funktion des Apparates bis auf den Skalenfaktor $\Delta\varepsilon$; von ε selbst hängt sie, wie naiv zu erwarten, nur wenig ab. Für $\Delta\varepsilon = 1\%$ und $m = 5$ ist die differentielle Asymmetrie in $g(\gamma)Q^2/b = .013 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$, also etwa 9% der elektroschwachen Asymmetrie (1.89). Detaillierte numerische Resultate sind in der Zusammenstellung in Abschnitt 6.5 zu finden.

6.3.3 Strahlenergie

Unterschiedliche Strahlenergien von μ^+ - und μ^- -Daten gehören zu den potentiell gefährlichsten Quellen systematischer Fehler: eine Differenz von 1.1% verursacht eine differentielle Asymmetrie von der gleichen Grösse wie die γ - Z^0 -Interferenz, weshalb einer genauen Bestimmung der Strahlenergie während der Datennahme und in der Auswertung besondere Aufmerksamkeit geschenkt wurde. Instabilitäten der Strahlenergie können zahlreiche Ursachen haben (z.B. unterschiedliche Akzeptanzen der π/K - und μ -Selektionssysteme, die sich bei Polaritätsumkehr aufgrund der Remanenz der Ablenkmagneten nicht genau reproduzieren, oder Schwankungen des Erregerstroms der Strahlführungselemente), stellen jedoch grundsätzlich kein Problem dar, da sie vom Strahlimpulsspektrometer korrekt erfasst werden; problematisch ist vielmehr die relative μ^+/μ^- -Kalibration des Spektrometers selbst, da sich der Betrag der Feldstärke wegen etwas unterschiedlicher Erregerströme, hauptsächlich aber aufgrund von Hystereseeffekten bei Polaritätsumkehr nicht exakt reproduziert. Die Auswertung der kontinuierlich vorgenommenen Feldmessungen mit Hall-Sonden ergab, dass die Feldstärke innerhalb der einzelnen Teilperioden stabil war und der Remanenzeffekt sich durch eine globale Korrektur für jede Teilperiode beschreiben lässt.

Für die Berechnung der Asymmetrie wurde die Strahlenergie nicht ereignisweise benutzt, da für etwa 10% der Trigger die Energie nicht berechnet werden kann und für weitere 10% mehrere Spuren im Strahl-impulsspektrometer registriert wurden, von denen keine dem Ereignis eindeutig zugeordnet werden kann⁴³. Der Strahl wurde deshalb als monochromatisch angenommen und dem dadurch bedingten geringfügigen Verlust an experimenteller Auflösung gegenüber dem Verlust an statistischer Genauigkeit der Vorzug gegeben. Die mittleren Strahlenergien wurden aus Zufallstriggern (vgl. Kap. 2.3.3) bestimmt, die gegen apparative Effekte am wenigsten empfindlich sind, und sind für alle Teilperioden - mit den Korrekturen für die Remanenz des Spektrometermagneten - in Tabelle 9 zusammengestellt. Um auch Schwankungen innerhalb einzelner Teilperioden so genau wie möglich zu berücksichtigen, wurde die mittlere Energie überdies für jeden Run einzeln bestimmt.

Tabelle 9 zeigt, dass sich die mittleren Energien von μ^+ - und μ^- -Daten um bis zu 0.2% unterscheiden. Die entsprechenden Korrekturen sind ausnahmsweise nicht durch Monte-Carlo-Rechnung bestimmt⁴⁴, sondern direkt und ereignisweise an den experimentellen Daten angebracht. Sie beruhen auf der Idee, den gemessenen Wirkungsquerschnitt σ_1 bei der tatsächlichen Energie E_1 durch entsprechende Gewichtung der Ereignisse auf den Wirkungsquerschnitt σ_0 bei einer - für

⁴³ In [95] wird gezeigt, wie sich solche Ambiguitäten bei voller Ausnutzung der Hodoskop-Information nahezu untergrundfrei auflösen lassen, jedoch fehlen die dazu benötigten Daten auf den z.Zt. verfügbaren Mini-DST's.

⁴⁴ Eine solche Rechnung ist hier ebenso möglich wie für die übrigen apparativen Effekte (vgl. ähnlich Abschnitt 6.6.1), jedoch wegen der für jeden Run einzeln bestimmten Strahlenergie technisch sehr viel aufwendiger als die direkte Korrektur der experimentellen Daten.

TABELLE 9

Mittlere Strahlenergien für alle Datennahmeperioden

Periode	$\langle E \rangle$ (GeV)	ΔE_r (GeV)	E_0 (GeV)
1B μ^+	199.54	+0.03	199.61
μ^-	199.53	+0.10	
μ^+	199.54	+0.24	
1C μ^-	199.39	+0.06	199.27
μ^+	199.18	+0.30	
μ^-	199.03	-0.01	
3B μ^+	199.25	+0.25	199.40
μ^-	199.22	0.00	
μ^+	199.30	+0.19	
3C μ^-	199.20	+0.03	199.37
μ^+	199.35	+0.18	
μ^-	199.23	+0.09	
3D μ^-	199.31	+0.17	199.61
μ^+	199.37	+0.39	

$\langle E \rangle$: Mittlere Strahlenergie von Zufallstriggern
(unkorrigiert)

ΔE_r : Korrektur für Abweichungen des Magnetfeldes
des Strahlimpulsspektrometers vom Nominalwert
(Remanenzkorrektur) und für Energieverlust im Target des
EMC-Experiments

E_0 : Referenzenergie (vgl. Text)

beide Ladungsvorzeichen innerhalb einer Datennahmeperiode gleichen - Referenzenergie E_0 umzunormalisieren; mathematisch ist dies Verfahren am einfachsten plausibel zu machen, indem man zu Variablen übergeht, die nicht von der Strahlenergie abhängen, z.B. zum Impuls p und Ablenkwinkel θ des gestreuten Myons. Mit dem Gewichtungsfaktor

$$w(E_0, E_1, p, \theta) = \frac{d^2\sigma_0/dp d\theta}{d^2\sigma_1/dp d\theta} \quad (6.13)$$

ergibt sich der gesuchte Wirkungsquerschnitt σ_0 , integriert über ein Gebiet in irgendwelchen unabhängigen kinematischen Variablen u und v , aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt σ_1 vermittelt

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \iint_{(u,v)} \frac{d^2\sigma_0}{dudv} dudv \\ &= \iint_{(p,\theta)} \frac{d^2\sigma_0}{dudv} \left| \partial(u,v) / \partial(p,\theta) \right| dp d\theta \\ &= \iint_{(p,\theta)} \frac{d^2\sigma_1}{dudv} w(E_0, E_1, p, \theta) \left| \partial(u,v) / \partial(p,\theta) \right| dp d\theta \\ &= \iint_{(u,v)} \frac{d^2\sigma_1}{dudv} w(E_0, E_1, p, \theta) dudv . \end{aligned} \quad (6.14)$$

Die Notation der Wirkungsquerschnitte ist so zu verstehen, dass die Variablen u und v , die i.A. von der Strahlenergie abhängen, stets mit der Referenzenergie E_0 berechnet werden; ebenso müssen die kinematischen Schnitte auf mit E_0 berechnete Variable angewandt werden.

Der Gewichtungsfaktor w (6.13) ergibt sich explizit aus Transformation des tiefinelastischen Wirkungsquerschnitts (1.39) nach p , $\cos\theta$ und E ; unter der Annahme $R = 0$ ist

$$w(E_0, E_1, p, \theta) = \frac{E_1^3(E_1 - p)}{E_0^3(E_0 - p)} \cdot \frac{E_0^2 + p^2 + E_0 p(1 - \cos\theta)}{E_1^2 + p^2 + E_1 p(1 - \cos\theta)} \cdot \frac{F_2(x(E_0))}{F_2(x(E_1))} \quad (6.15)$$

Für die Strukturfunktion F_2 wird die gleiche einfache Parametrisierung $F_2(x) = (1-x)^3$ wie im vorigen Abschnitt benutzt. In der Praxis werden die kinematischen Variablen und das Gewicht w (6.15) nicht mit E_0 und E_1 , sondern mit den jeweils für den Energieverlust im Target korrigierten Energien $E_0' = E_0 - \int (dE/dz) dz$ und E_1' am Wechselwirkungs-ort berechnet. Die Referenzenergie kann im Prinzip willkürlich gewählt werden; sie wurde für jede Periode separat aus ungefährender Mittelung über alle Daten bestimmt (vgl. Tabelle 9).

6.4 STRAHLUNGSKORREKTUREN

Zur Betrachtung der Strahlungskorrekturen ist es zweckmässig, den totalen tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_t^\pm$ in drei Anteile σ_0 (Ein-Photon-Austausch), $\sigma_{\gamma Z}^\pm$ (γ - Z^0 -Interferenz in niedrigster Ordnung) und $\sigma_{sk}^\pm$ (alle elektromagnetischen und elektroschwachen Prozesse höherer Ordnung) zu zerlegen:

$$\sigma_t^\pm = \sigma_0 + \sigma_{\gamma Z}^\pm + \sigma_{sk}^\pm \quad (6.16)$$

In dieser Notation ist die elektroschwache Asymmetrie in niedrigster Ordnung

$$\begin{aligned}
 B &= \frac{\sigma_{YZ}^{+} - \sigma_{YZ}^{-}}{2\sigma_0 + \sigma_{YZ}^{+} + \sigma_{YZ}^{-}} \\
 &\approx \frac{\sigma_{YZ}^{+} - \sigma_{YZ}^{-}}{2\sigma_0} ,
 \end{aligned} \tag{6.17}$$

wohingegen die experimentell gemessene Asymmetrie

$$B_{\text{exp}} = \frac{\sigma_t^{+} - \sigma_t^{-}}{\sigma_t^{+} + \sigma_t^{-}} \tag{6.18}$$

ist; durch triviale Rechnung findet man

$$\begin{aligned}
 B &= B_{\text{exp}} \left[1 + \frac{\sigma_{sk}^{++} + \sigma_{sk}^{--} + \sigma_{YZ}^{+} + \sigma_{YZ}^{-}}{2\sigma_0} \right] - \frac{\sigma_{sk}^{+} - \sigma_{sk}^{-}}{2\sigma_0} \\
 &\approx B_{\text{exp}} \left[1 + \frac{\sigma_{sk}^{+} + \sigma_{sk}^{-}}{2\sigma_0} \right] - \frac{\sigma_{sk}^{+} - \sigma_{sk}^{-}}{2\sigma_0} ,
 \end{aligned} \tag{6.19}$$

da $\sigma_{sk}^{\pm}$ auch den ladungsunabhängigen Anteil an den Strahlungskorrekturen enthält und $\sigma_{YZ}^{\pm} \ll \sigma_{sk}^{\pm}$ ist. Die vollständige Strahlungskorrektur setzt sich also aus einem multiplikativen und einem additiven Anteil zusammen, wobei freilich der erstere, der die Umnormierung des Nenners in (6.18) auf den Ein-Photon-Wirkungsquerschnitt bewirkt, vergleichsweise klein ist. Die explizite Berechnung der effektiven Strahlungskorrektur bei Projektion auf irgendeine kinematische Variable ist nur für den additiven Anteil, die "Strahlungsasymmetrie"

$$B_{sk} = \frac{\sigma_{sk}^{+} - \sigma_{sk}^{-}}{2\sigma_0} \tag{6.20}$$

möglich. Die Korrektur (6.19) lässt sich jedoch auch vollständig durchführen, indem man die experimentellen Daten ereignisweise mit einem ladungsabhängigen Korrekturfaktor

$$w_{sk}^{\pm} = \frac{\sigma_0 + \sigma_{YZ}^{\pm}}{\sigma_0 + \sigma_{sk}^{\pm} + \sigma_{YZ}^{\pm}}$$

$$\cong \frac{\sigma_0}{\sigma_0 + \sigma_{sk}^{\pm}} \quad (6.21)$$

gewichtet; diese Verfahren hat den Nachteil, dass es etwaige Effekte der Spektrometerauflösung - die Strahlungskorrekturen müssten im Prinzip in den wahren kinematischen Variablen berechnet werden - nicht berücksichtigt, jedoch sind die Korrekturen im kinematischen Bereich schlechter Spektrometerauflösung klein. Für die Berechnung der Asymmetrie (6.17) wurden versuchsweise sowohl die additive Korrektur (6.20) als auch die Gewichtung (6.21) angewandt und führen zu differentiellen Asymmetrien, die sich um nicht mehr als etwa 1% unterscheiden. Für die endgültige Berechnung wurde dem konzeptuell richtigeren Gewichtungsverfahren der Vorzug gegeben, jedoch sind die Ergebnisse der Monte-Carlo-Berechnung von (6.20), mit dem Gewicht (6.5) $A = \frac{1}{2} \cdot B_{sk} = (\sigma_{sk}^{+} - \sigma_{sk}^{-}) / \sigma_0$, in Tabelle 13 festgehalten. Die gleiche Rechnung liegt auch Abb. 7 zugrunde.

Aus Rechenzeitgründen können die Strahlungskorrekturen nicht für jedes Ereignis einzeln durch direkte Auswertung der Feynman-Diagramme ermittelt werden. Statt dessen wurde der Gewichtungsfaktor

$$\delta_{sk}^{\pm} = 1/w_{sk}^{\pm} = 1 + \sigma_{sk}^{\pm} / \sigma_0 \quad (6.22)$$

für eine mittlere Strahlenergie am Wechselwirkungsort $\langle E_0 \rangle = 190.67$ GeV und eine Strahlpolarisation $\lambda = 0.81$ in einer Matrix von Stützstellen in der Q^2 - γ -Ebene berechnet, zwischen denen für das jeweilige Ereignis

parabolisch interpoliert wird [124]. Damit ist die Energieabhängigkeit der Strahlungskorrekturen vernachlässigt, jedoch ist sie über den hier relevanten Bereich nur klein.

6.5 ERGEBNISSE

In der experimentellen Asymmetrie (6.18) ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_t^\pm$ gegeben durch⁴⁵

$$\sigma_t^\pm = N^\pm / (\int L dt)^\pm, \quad (6.23)$$

worin N die Zahl der gemessenen Ereignisse und $\int L dt$ die integrierte Luminosität der Messung ist. Definiert man

$$r_L = (\int L dt)^+ / (\int L dt)^- \quad (6.24)$$

als relative Luminosität, ist B (6.18)

$$B_{\text{exp}} = \frac{N^+ - r_L N^-}{N^+ + r_L N^-}. \quad (6.25)$$

Ein Fehler in der Bestimmung der relativen Luminosität verändert in sehr guter Näherung die Asymmetrie als Funktion irgendwelcher Variabler nur über eine additive Konstante, beeinflusst darüber hinaus aber kaum ihre funktionale Abhängigkeit. Die differentielle Asymmetrie

⁴⁵ Der Wirkungsquerschnitt ist hier nicht für die Akzeptanz des Spektrometers korrigiert, die für μ^+ - und μ^- -Messung gleich ist.

(1.88) lässt sich daher auch ohne genaue Kenntnis der Luminositäten bestimmen, wenn man r_L durch

$$r_L \cong N_{\text{tot}}^+ / N_{\text{tot}}^- \quad (6.26)$$

annähert, das Verhältnis der Gesamtzahlen der mit μ^+ - und μ^- -Strahl gemessenen Ereignisse. Der erwartete Fehler dieser Näherung, $\Delta r_L / r_L$, ist von der Grössenordnung der integrierten Asymmetrie (1.91), also einige 10^{-3} ; der dadurch verursachte relative Fehler der differentiellen Asymmetrie ist ungefähr $(\Delta r_L / r_L)^2$ und damit völlig zu vernachlässigen.

Die Asymmetrie wurde aus den experimentellen Daten gemäss (6.25) und (6.26) in Intervallen der Variablen $g(y)Q^2$ (1.87) berechnet, zunächst für alle Datennahmeperioden getrennt. Eine Verteilung von Ereignissen in dieser Variablen zeigt Abb. 32. Als Intervallgrenzen wurden

$$g(y)Q^2 = 10, 20, 30, 40, 60, 100, 160 \text{ GeV}^2$$

gewählt (vgl. Abb. 2); damit ergeben sich in allen Intervallen bis auf das letzte ungefähr gleich grosse statistische Fehler. Die Ergebnisse in $g(y)Q^2$ sind zusammen mit den in den vorigen Abschnitten beschriebenen Korrekturen - Strahlungskorrekturen wurden durch Gewichtung (6.21) berücksichtigt - in Tabellen 10-12 zusammengefasst. An die Asymmetrie in $g(y)Q^2$ wurde entsprechend der GSW-Vorhersage eine Gerade

$$B = a + b \cdot g(y)Q^2 \quad (6.27)$$

angepasst, die relative Luminosität damit also, entsprechend der Berechnung von B, als freier Parameter behandelt. Der so berechnete Wert von a ist in den Tabellen 10-13 bereits von allen Datenpunkten (einschliesslich der unkorrigierten) subtrahiert, d.h. alle Daten sind auf die GSW-Vorhersage normalisiert, dass die Asymmetrie bei $g(y)Q^2 = 0$ verschwindet.

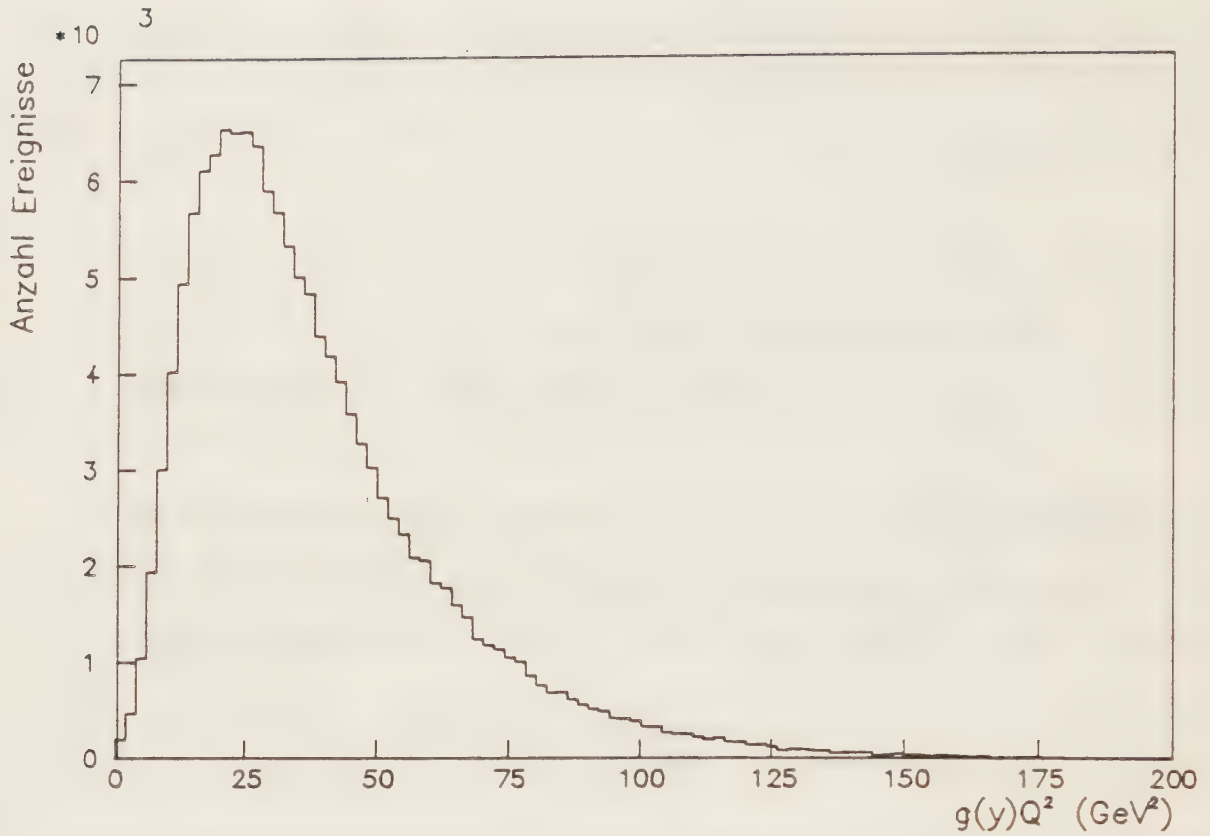


Abbildung 32: Verteilung von Ereignissen in $g(y)Q^2$

Die über alle Perioden gemittelten Asymmetrien zeigt Tabelle 13, die auch, obwohl sie nicht explizit benutzt werden, die additiven Strahlungskorrekturen (6.20) enthält. In Abb. 33 ist die Asymmetrie als Funktion von $g(y)Q^2$ dargestellt; die gerade Linie stellt den Fit (6.27) an die korrigierten Daten dar, der für die differentielle Asymmetrie

$$b = (-0.147 \pm 0.037) \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$$

ergibt. Das χ^2 dieses Fits ist 0.69 bei 4 Freiheitsgraden, entsprechend einer Wahrscheinlichkeit für $\chi^2 \geq 0.69$ von 95%. Die Messung bestätigt also die Vorhersage $b = -0.151 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$ (1.89) des minimalen Modells

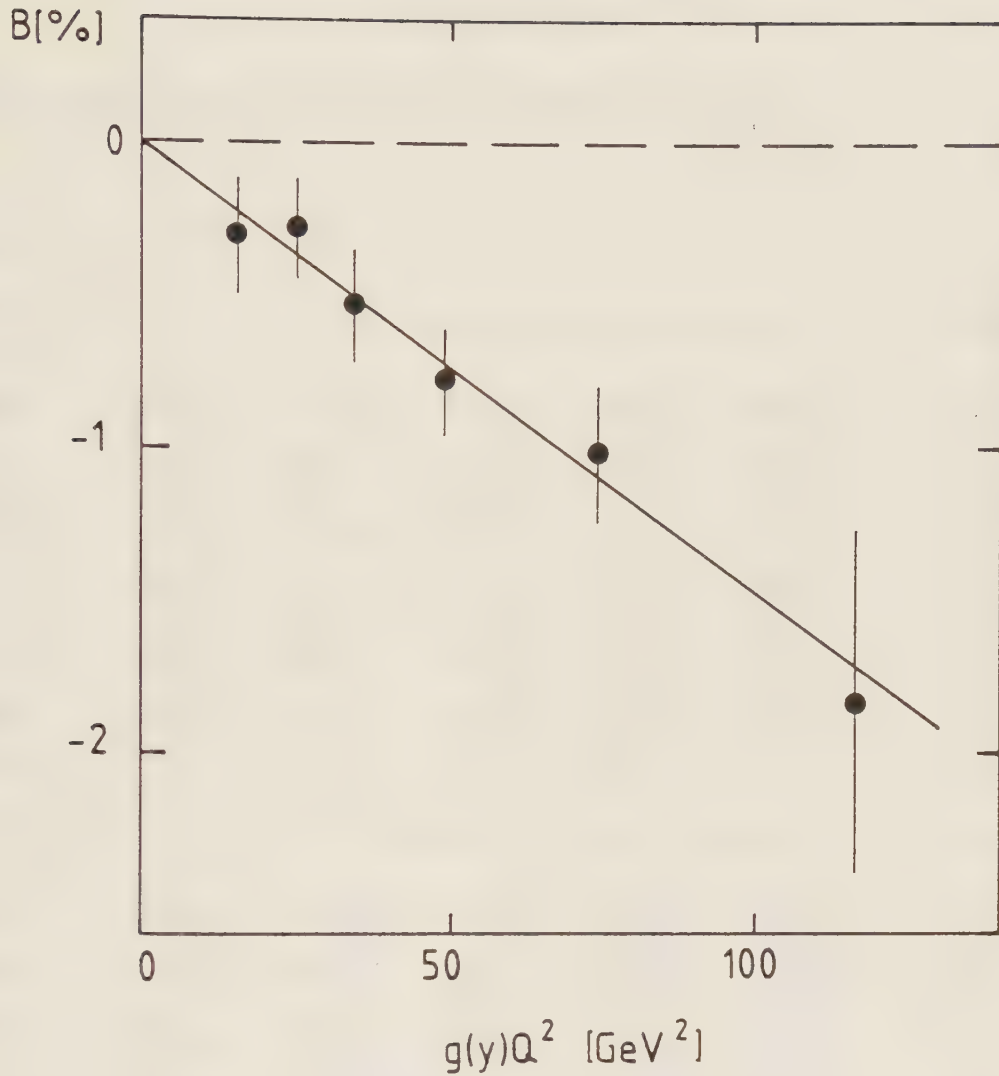


Abbildung 33: Die experimentelle Ladungsasymmetrie

und die erwartete lineare Abhängigkeit der Asymmetrie von $g(y)Q^2$. Ergebnisse in anderen Variablen werden in Abschnitt 6.7.2 ausführlicher diskutiert.

TABELLE 10

Ladungsasymmetrie in $g(y)Q^2$ in den Perioden 1B und 1C

$g(y)Q^2$	15.76	24.98	34.68	49.00	73.62	116.54
-----------	-------	-------	-------	-------	-------	--------

Periode 1B	$b = (-0.078 \pm 0.082) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$					
------------	---	--	--	--	--	--

μ^+	30330	44939	34134	41166	25885	3698
μ^-	25996	38792	29779	35923	22309	3127
B_r	0.218	-0.138	-0.668	-0.680	-0.059	0.894
B_e	0.179	-0.124	-0.643	-0.655	-0.035	0.912
B_s	0.060	-0.255	-0.733	-0.874	-0.403	0.159
B_t	-0.170	-0.150	-0.124	-0.088	0.055	0.132
B_p	-0.015	-0.027	-0.040	-0.055	-0.064	-0.037
B_k	0.245	-0.077	-0.609	-0.731	-0.395	0.063
ΔB	0.419	0.352	0.407	0.376	0.474	1.236

Periode 1C	$b = (-0.264 \pm 0.074) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$					
------------	---	--	--	--	--	--

μ^+	29035	42855	32615	39127	24239	3430
μ^-	44110	64867	50049	60903	37775	5447
B_r	-0.478	-0.295	-0.980	-1.692	-1.753	-2.694
B_e	-0.799	-0.177	-0.804	-1.502	-1.567	-2.548
B_s	-0.923	-0.302	-0.960	-1.731	-1.984	-3.379
B_t	-0.147	-0.093	-0.099	-0.159	-0.200	-0.361
B_p	0.008	0.015	0.022	0.030	0.035	0.020
B_k	-0.784	-0.225	-0.882	-1.602	-1.819	-3.038
ΔB	0.376	0.319	0.366	0.338	0.427	1.103

Alle Asymmetrien in %.

Erläuterungen siehe Tabelle 12

TABELLE 11

Ladungsasymmetrie in $g(y)Q^2$ in den Perioden 3B und 3C

$g(y)Q^2$	15.76	24.98	34.68	49.00	73.62	116.54
-----------	-------	-------	-------	-------	-------	--------

Periode 3B	$b = (-0.233 \pm 0.076) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$
------------	---

μ^+	29199	41638	32201	38662	24192	3430
μ^-	37820	55157	42361	51106	32420	4741
B_r	0.170	-0.953	-0.606	-0.847	-1.532	-3.079
B_e	-0.043	-0.883	-0.498	-0.729	-1.417	-2.990
B_s	-0.193	-1.015	-0.654	-0.953	-1.847	-3.834
B_t	-0.010	-0.003	-0.038	-0.078	-0.181	-0.307
B_p	0.005	0.009	0.013	0.018	0.021	0.012
B_k	-0.188	-1.021	-0.629	-0.893	-1.687	-3.539
ΔB	0.387	0.330	0.379	0.349	0.437	1.132

Periode 3C	$b = (-0.006 \pm 0.095) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$
------------	---

μ^+	16747	24023	18444	22407	14129	2076
μ^-	27828	39682	31004	37039	23540	3438
B_r	0.109	0.405	-0.469	0.370	-0.024	0.277
B_e	-0.094	0.470	-0.366	0.484	0.086	0.366
B_s	-0.244	0.357	-0.503	0.287	-0.303	-0.379
B_t	0.005	0.029	-0.007	-0.100	-0.124	-0.124
B_p	0.008	0.015	0.021	0.029	0.034	0.020
B_k	-0.257	0.313	-0.517	0.358	-0.213	-0.275
ΔB	0.485	0.416	0.475	0.438	0.549	1.411

Alle Asymmetrien in %.

Erläuterungen siehe Tabelle 12

TABELLE 12

Ladungsasymmetrie in $g(y)Q^2$ in der Periode 3D

$g(y)Q^2$	15.76	24.98	34.68	49.00	73.62	116.54
Periode 3D	$b = (-0.041 \pm 0.100) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$					
μ^+	18548	26731	20674	24820	15689	2254
μ^-	19676	28328	21716	26464	16612	2411
B_r	-0.103	-0.052	0.390	-0.358	-0.009	-0.518
B_e	-0.324	0.022	0.507	-0.232	0.113	-0.424
B_s	-0.467	-0.114	0.360	-0.461	-0.305	-1.214
B_t	-0.030	-0.048	-0.049	-0.054	-0.122	-0.065
B_p	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
B_k	-0.437	-0.066	0.409	-0.407	-0.183	-1.149
ΔB	0.508	0.434	0.498	0.458	0.574	1.487

Alle Asymmetrien in %.

- $\mu^\pm$: Anzahl der $\mu^\pm$ -Ereignisse
 B_r : Unkorrigierte Asymmetrie
 B_e : Asymmetrie nach Korrektur für Strahlenergie
 B_s : Asymmetrie nach Strahlungskorrekturen
 B_t : Asymmetrie durch unterschiedliche Triggerzähler-
 Ansprechwahrscheinlichkeiten
 B_p : Asymmetrie durch unterschiedliche MWPC-
 Ansprechwahrscheinlichkeiten
 B_k : Asymmetrie nach allen Korrekturen: $B_k = B_s - B_t - B_p$
 ΔB : Statistischer Fehler

TABELLE 13

Ladungsasymmetrie in $g(\gamma)Q^2$ für alle Perioden

$g(\gamma)Q^2$	15.76	24.98	34.68	49.00	73.62	116.54
μ^+	123859	180186	138068	166182	104134	14888
μ^-	155430	226826	174909	211435	132656	19164
B_r	0.044	-0.223	-0.490	-0.678	-0.723	-1.182
B_e	-0.160	-0.152	-0.381	-0.560	-0.607	-1.029
B_{sk}	0.121	0.123	0.157	0.216	0.403	0.801
B	-0.296	-0.280	-0.528	-0.781	-1.014	-1.829
ΔB	0.190	0.162	0.186	0.171	0.216	0.558

Alle Asymmetrien in %.

- B_r : Unkorrigierte Asymmetrie
 B_e : Asymmetrie nach Korrektur für Strahlenergie
 B_{sk} : Additive Strahlungskorrekturen (vgl. Abschnitt 6.4)
 B : Asymmetrie nach allen Korrekturen (vgl. Abb. 33)
 ΔB : Statistischer Fehler
-

6.6 SYSTEMATISCHE FEHLER

Die möglichen Quellen systematischer Fehler sind teils apparativer, teils physikalischer Natur; das Feld des Spektrometermagneten, Energie und Phasenraum des Myonstrahls, der Energieverlust von Myonen in Materie, elektromagnetischer Untergrund entlang der Spur des gestreuten Myons, Untergrund aus Meson- (π/K -) Zerfällen sowie Halo-Untergrund kommen dafür in Betracht und werden in den folgenden Abschnitten einzeln diskutiert. In den meisten Fällen handelt es sich bei der Untersuchung und Berechnung dieser Fehler um komplexe Probleme, weshalb die folgende Darstellung mehr als eine Diskussion der wichtigsten Probleme und als Zusammenstellung der Resultate anzusehen ist.

Auch befindet sich die Untersuchung der verschiedenen Fehlerquellen in einem unterschiedlich weit fortgeschrittenen Stadium: während z.B. die Resultate für die Magnetfelder von NA4- und Strahlimpulsspektrometer als gesichert gelten können, sind andere, insbesondere das für den Halo-Untergrund, nur als sehr vorläufig anzusehen. Insgesamt kann die Analyse der systematischen Fehler noch nicht als abgeschlossen angesehen werden, jedoch wurden sie in Zweifelsfällen grosszügig angesetzt und sollten mit fortschreitender Verfeinerung der Analyse nur kleiner werden.

Alle systematischen Fehler sind hier nicht als obere Grenzen angegeben, sondern geben, wie die statistischen Fehler, eine Standardabweichung (RMS) an.

6.6.1 Spektrometermagnet

Während der Datennahme wurden kontinuierlich Messungen des lokalen Magnetfeldes der Supermodule 2 und 6 mit Hall-Sonden aufgezeichnet. In den Perioden 3B-3D wurde dafür ein Digitalvoltmeter hoher Genauigkeit benutzt und ausserdem die Temperatur in der Umgebung der Hall-Sonden gemessen, um für die Temperaturabhängigkeit der Hall-Spannung zu korrigieren. Eine sorgfältige Auswertung dieser Messungen führt zu dem Schluss, dass das Magnetfeld (das im folgenden, um Verwechslungen mit der Asymmetrie auszuschliessen, mit B_m bezeichnet ist) innerhalb aller Teilperioden stabil war und sich sein Absolutwert bei Polaritätsumkehr auf

$$\Delta B_m / B_m \approx 2 \cdot 10^{-4}$$

genau reproduzierte [125]. Dieser Fehler schliesst nicht nur eine mögliche Asymmetrie der induzierten Feldstärken ein, sondern ebenso eine Asymmetrie der Hall-Sonden selbst sowie den Einfluss des erdmagnetischen Feldes, das bei diesem Grad von Genauigkeit nicht mehr ganz zu vernachlässigen ist. Für die Perioden 1B und 1C sind die Messungen weniger genau, geben jedoch keinerlei Hinweise auf grössere Abweichungen; auch wurde das Magnetfeld nach dem gleichen Verfahren eingeregelt wie in den späteren Perioden (vgl. Kap. 2.5), so dass hier der gleiche Fehler angenommen ist.

Die von unterschiedlich grossen Feldstärken verursachte Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts ist leicht zu berechnen, wenn man (etwas vereinfachend) annimmt, dass sie nur die Rekonstruktion des Myonimpulses p verfälscht; offensichtlich ist $\Delta p/p = \Delta B_m/B_m$. Die scheinbare Änderung des Wirkungsquerschnitts ist in linearer Näherung

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta\sigma}{\sigma} &= \frac{p}{\sigma} \cdot \frac{d\sigma}{dp} \cdot \frac{\Delta p}{p} \\
 &= \frac{d(\log\sigma)}{d(\log p)} \cdot \frac{\Delta p}{p}
 \end{aligned}
 \tag{6.28}$$

Mit der Parametrisierung (6.8) für den Wirkungsquerschnitt σ ist [126]

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = -\left[(1-y) \frac{2-y^2}{2-2y+y^2} - \frac{3x}{1-x} \right] \cdot \frac{\Delta B_m}{B_m}
 \tag{6.29}$$

Die daraus resultierende Asymmetrie als Funktion von $g(y)Q^2$ wurde durch Monte-Carlo-Rechnung bestimmt (vgl. Abschnitt 6.2); das Resultat ist in Abb. 34 dargestellt.

Diese Kurve wird in den entsprechenden Fehler der differentiellen Asymmetrie umgerechnet, indem ihr die Asymmetrien bei den experimentellen $g(y)Q^2$ -Werten entnommen, mit den experimentellen Fehlern (vgl. Tabelle 13) gewichtet und mit einer Geraden (6.27) gefittet werden; dem Absolutwert des Parameters b entspricht der Fehler Δb . Man findet

$$\Delta b = 0.003 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2} ,$$

also nur etwa 2% der GSW-Asymmetrie (1.89).

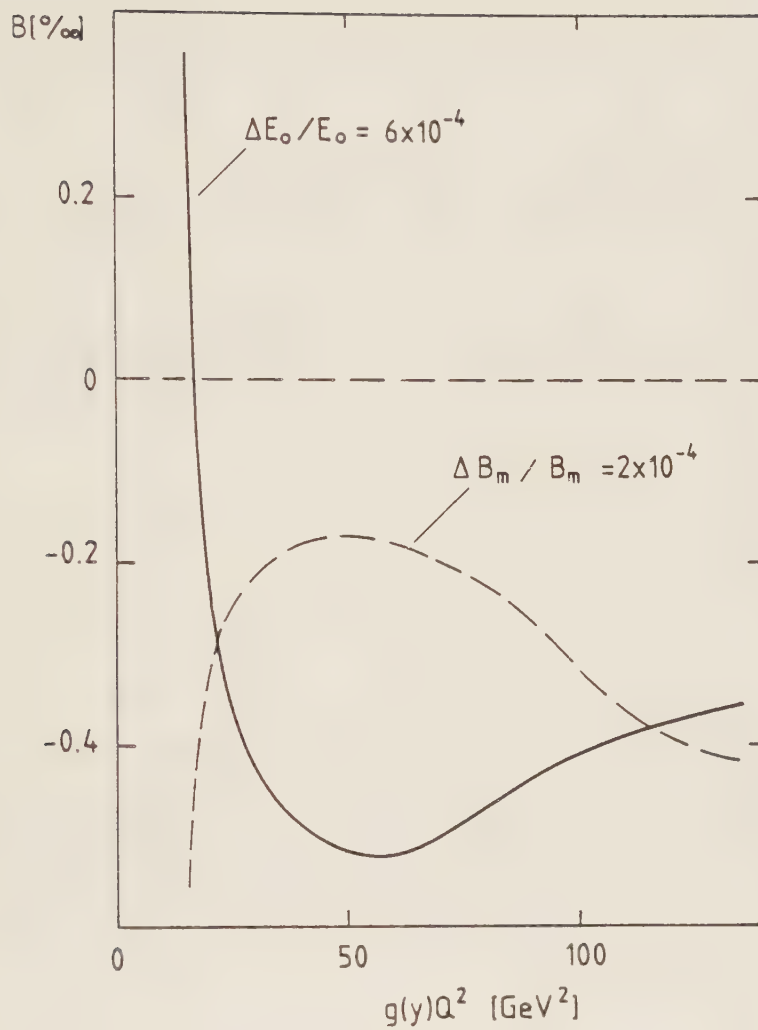


Abbildung 34: Asymmetrien durch Fehler von Magnetfeld und Strahlenergie

6.6.2 Strahlenergie

Ein etwaiger Restfehler der Strahlenergie ist bedingt durch Unsicherheiten in der relativen Kalibration des Ablenkmagneten des Strahl-impulsspektrometers, dessen Feld ähnlich wie das des NA4-Spektrometers kontinuierlich mit Hall-Sonden gemessen wurde. Da dieser Magnet für Strahlenergien bis 300 GeV ausgelegt ist und bei 200 GeV, anders als der NA4-Magnet, nicht in der Sättigung betrieben wird, ist der Fehler hier grösser und überwiegend durch lokale Remanenzeffekte verursacht, die von der ebenfalls lokalen Messung nicht erfasst werden und zu Unsicherheiten in der funktionalen Abhängigkeit der integrierten Feldstärke $\int B_m dl$ vom lokalen Feld B_m führen. Der Fehler wurde hier zu

$$\frac{\Delta \int B_m dl}{\int B_m dl} = 6 \cdot 10^{-4}$$

bestimmt [127].

Die Berechnung des dadurch verursachten Fehlers der Asymmetrie entspricht völlig der im vorigen Abschnitt; er ergibt sich diesmal durch Ableitung des Wirkungsquerschnitts nach der Strahlenergie [126]:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \sigma}{\sigma} &= \frac{E}{\sigma} \cdot \frac{d\sigma}{dE} \cdot \frac{\Delta E}{E} \\ &= \left\{ -2 + \frac{1-y}{y} \left[\frac{3x}{1-x} - \frac{2y(1-y)}{2-2y+y^2} - 1 \right] \right\} \cdot \frac{\Delta \int B_m dl}{\int B_m dl} \end{aligned} \quad (6.30)$$

Die Asymmetrie als Funktion von $g(y)Q^2$ ist in Abb. 34 dargestellt; als Fehler der Ladungsasymmetrie erhält man diesmal:

$$\Delta b = 0.008 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2} .$$

6.6.3 Phasenraum des Myonstrahls

Unterschiedliche Positionen, Einfallswinkel und Divergenzen des Strahls bei μ^+ - und μ^- -Daten können aus zwei verschiedenen Gründen die Asymmetrie verfälschen:

1. Sie führen zu systematisch falscher Berechnung von kinematischen Variablen, insbesondere des Streuwinkels θ ;
2. Verluste von Strahlmyonen aus dem Target, von Vielfachstreuung mitbeeinflusst, sind für die beiden Ladungsvorzeichen unterschiedlich gross.

Der Phasenraum des einfallenden Strahls wurde nach zwei verschiedenen Verfahren bestimmt. Eines benutzt Messungen mit Strahlhodoskopen des EMC- (NA2-) Experiments, die für den Transport durch die strahlabwärts folgenden Magneten (EMC-Spektrometermagnet, ein Ablenkmagnet zur Kompensation der Ablenkung im EMC-Magneten sowie ein Quadrupol) korrigiert werden [128]; ein anderes bestimmt den Phasenraum aus Messungen in den NA4-Strahlhodoskopen selbst, unter Korrektur für Vielfachstreuung im Target [96]. Die Resultate beider Untersuchungen stimmen sehr gut überein und lassen den Schluss zu, dass mittlerer Einfallswinkel und Strahldivergenz sich beide zwischen μ^+ - und μ^- -Daten in keiner Periode um mehr als 0.01 mrad unterscheiden, bezogen auf typische Streuwinkel von 50-150 mrad ein Fehler von etwa 10^{-4} . Systematische Fehler in der Berechnung kinematischer Variablen kompensieren sich jedoch in erster Näherung bei Integration der Asymmetrie über den Azimuthwinkel ϕ , in der die Akzeptanz des Spektrometers völlig symmetrisch ist; darin liegt gerade einer der grossen Vorzüge des Apparates für die Asymmetriemessung. Effekte höherer Ordnung kompensieren sich nicht, sind aber mit Sicherheit zu vernachlässigen.

Schwieriger zu berechnen sind Verluste von Strahlmyonen aus dem Target, insbesondere weil eine genaue Simulation der Vielfachstreuung nahe der Targetoberfläche kompliziert ist. Experimentell ergibt sich

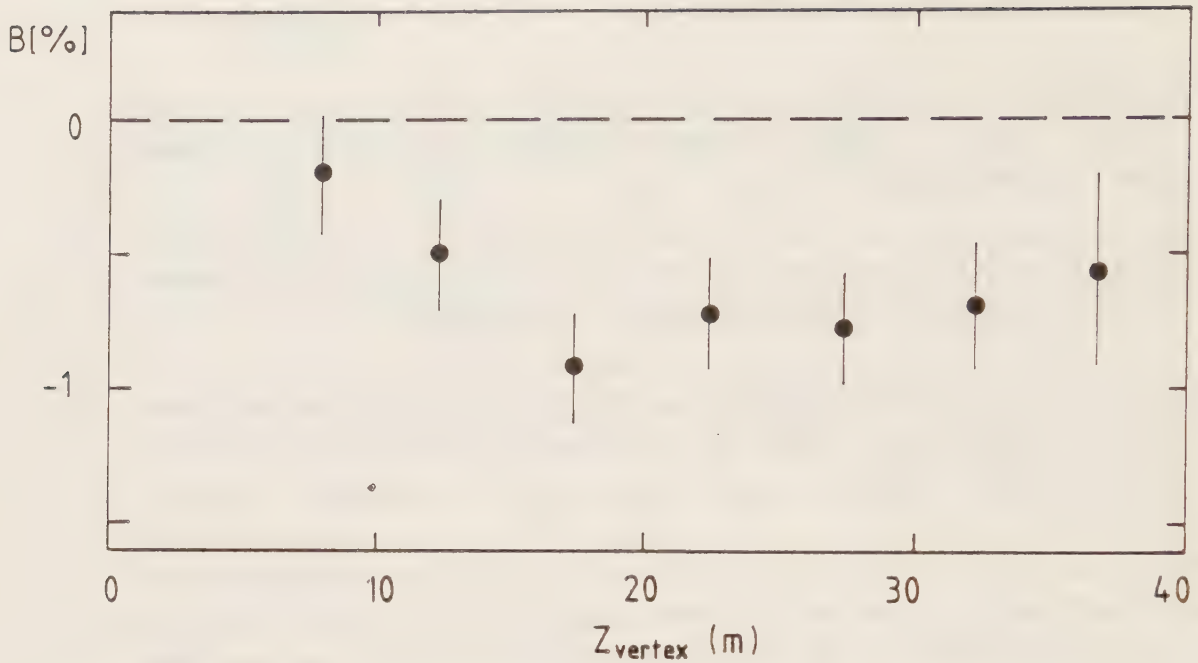


Abbildung 35: Asymmetrie als Funktion des Wechselwirkungsortes

nur eine geringe Asymmetrie als Funktion der z -Koordinate des Wechselwirkungsortes (Abb. 35); ein Fit mit einer Geraden, $B(z) = a_z + b_z \times z$, ergibt $b_z = (-1.31 \pm 0.94) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$. Eine scheinbare differentielle Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte wäre die Folge von etwas unterschiedlichen Strahlenergien am Vertex, die im Fehler für unterschiedliche Energien des einfallenden Strahls nicht berücksichtigt sind, und von geringfügig verschiedenen Akzeptanzen, da diese - besonders zum Ende des Spektrometers hin - etwas vom Wechselwirkungsort abhängen. Der Energieeffekt ist, wie sich leicht abschätzen lässt, um mindestens eine Größenordnung kleiner als der Fehler aus unterschiedlichen Einfallsenergien und daher vernachlässigt. Der Effekt unterschiedlich abnehmender Luminositäten entlang des Targets lässt sich durch scheinbar abnehmende Wirkungsquerschnitte simulieren; in linearer Näherung ist

$$\Delta\sigma/\sigma = 2 \times b_z \times z . \quad (6.31)$$

Mit diesem Gewicht (vgl. (6.5)) wurde die Asymmetrie in $g(y)Q^2$ wie in den vorigen Abschnitten durch Monte-Carlo-Rechnung bestimmt. Das Resultat

$$\Delta b = 0.008 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$$

entspricht etwa 5% der elektroschwachen Asymmetrie.

6.6.4 Energieverlust

Der Energieverlust in Materie ist für positive und negative Myonen wegen Interferenz mit elektromagnetischen Prozessen höherer Ordnung nicht genau gleich, jedoch sind diese Strahlungskorrekturen zum Energieverlust - ausser für sehr niedrige Energien - nie genau berechnet worden. Nach einer vorläufigen Auswertung der Messung des Energieverlustes im gleichen Experiment erscheint ein relativer $\mu^+ - \mu^-$ -Unterschied von $2 \cdot 10^{-3}$ als möglich [112]. Die gestreuten Myonen verlieren im Mittel etwa 30% ihrer Energie im Eisen, jedoch wirken sich Fehler im Energieverlust nur etwa zur Hälfte aus, da in der Rekonstruktion über die lokalen Impulse entlang der Spur gemittelt wird (vgl. Kap. 3.2.2.2). Der systematische Unterschied der gestreuten Impulse ist daher von der Grössenordnung

$$\Delta p/p \cong 1/2 \cdot 0.3 \cdot 2 \cdot 10^{-3} = 3 \cdot 10^{-4} ,$$

also um etwa 50% grösser als aufgrund der Unsicherheit des Magnetfeldes (vgl. Abschnitt 6.6.1). Der gleiche Effekt tritt im Target auf, wo das Strahlmyon im Mittel 5% seiner Energie verliert. Beide Effekte haben entgegengesetztes Vorzeichen (in der Impulsrekonstruktion wird der Energieverlust addiert, für die Berechnung der Strahlenergie subtrahiert) und führen daher zu differentiellen Asymmetrien mit dem gleichen Vorzeichen (vgl. Abb. 34), jedoch ist der Effekt in der Strahl-

energie um etwa einen Faktor 3 kleiner und wurde nicht gesondert berücksichtigt.

6.6.5 Elektromagnetischer Untergrund

Eine genaue Untersuchung von MWPC-"Clustern" aus zwei oder mehr benachbarten Drähten zeigt, dass diese nicht genau symmetrisch um die Myonspur verteilt und bei μ^+ -Daten im Mittel etwas nach innen (d.h. zur Spektrometerachse), bei μ^- -Spuren hingegen nach aussen versetzt sind. Die wahrscheinliche Ursache für diesen Effekt sind δ -Strahlen, also hochenergetische Ionisationselektronen, die vom Magnetfeld in einem Fall fokussiert, im andern defokussiert werden. Für Cluster mit 2-4 Drähten, die in der Spurrekonstruktion benutzt werden⁴⁶, beträgt diese μ^+/μ^- -Differenz im Mittel etwa $\langle \Delta x \rangle \cong \langle \Delta y \rangle \cong 0.2$ mm; die Wahrscheinlichkeit, dass statt eines einzelnen Drahtes ein Cluster der Breite ≤ 4 anspricht, ist $p = 7\%$. Der Einfluss dieses Effekts auf die Asymmetrie lässt sich am einfachsten unter der Annahme abschätzen, dass er scheinbar die gesamte Spur lateral verschiebt, also das Q^2 verfälscht. Wegen (2.4) ist

$$\begin{aligned}\Delta Q^2 &= \sqrt{2} \cdot \langle \Delta x \rangle \cdot p \cdot (0.3 B_m / M) Q^2_{\max} \\ &\cong 4 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}\end{aligned}$$

(der Faktor $\sqrt{2}$ transformiert das in einer Projektion gemessene $\langle \Delta x \rangle$ auf die radiale Differenz). Die von einer Q^2 -Verschiebung verursachte Asymmetrie wird ähnlich wie in Abschnitt 6.6.1 berechnet, diesmal durch Ableitung des Wirkungsquerschnitts nach Q^2 . Der Fehler in

⁴⁶ Der Effekt ist wesentlich grösser für Cluster grösserer Breite (>4), die in der Spurensuche verworfen werden.

$g(\gamma)Q^2$ ist

$$\Delta b = 0.0013 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2} ,$$

also nicht einmal 1% der elektroschwachen Asymmetrie (1.89). Eine andere Untersuchung des gleichen Effekts kommt zu einem ähnlichen Ergebnis [129].

6.6.6 Meson-Zerfälle

Untergrund in den tiefinelastischen Ereignissen aus π -(K-) Zerfällen,

$$\begin{array}{c} \mu^+ + N \rightarrow \mu^+ + \pi^+ + \dots \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad \mu^+ + \nu \end{array}$$

usw., in denen das primäre Myon vom Spektrometer nicht registriert wird, kann die Asymmetrie verfälschen, da der inklusive Produktionsquerschnitt nicht invariant gegen die Ladung des Pions ist: $\sigma(\mu^+N \rightarrow \mu^+\pi^+\dots) \neq \sigma(\mu^+N \rightarrow \mu^+\pi^-\dots)$. Wegen der im Mittel positiven Ladung der Quarks ist der π^+ -Querschnitt um etwa 20% höher und ist aus Photoproduktionsdaten bekannt. Die dadurch verursachte Asymmetrie wurde mit zwei verschiedenen Methoden untersucht:

1. Mit einer Monte-Carlo-Rechnung, wie sie ähnlich zur Erklärung des Massenspektrums von Ereignissen mit zwei Myonen im Endzustand durchgeführt wurde und in Ref. [5] beschrieben ist;
2. Aus den experimentellen Daten selbst, indem μ^- -Spuren in μ^+ -Daten, die einfach zu identifizieren sind, unter Gewichtung für die andersartige Akzeptanz des Spektrometers für defokus-

sierte Spuren, als μ^+ -Untergrund behandelt werden, und umgekehrt.

Die Monte-Carlo-Untersuchung ergibt keine messbare Asymmetrie [130], die der experimentellen Daten - allerdings mit geringer statistischer Signifikanz - einen kleinen Effekt [131], aus dem als Fehler der Asymmetrie in $g(\gamma)Q^2$

$$\Delta b = 0.005 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$$

bestimmt wurde.

6.6.7 Halo-Untergrund

Die Untersuchung der Verunreinigung tiefinelastischer Ereignisse durch Halo-Spuren, die von der Ereignisauswahl (Abschnitt 6.1.2) unidentifiziert bleiben, stellt für die Berechnung des systematischen Fehlers der Asymmetrie das schwierigste Einzelproblem dar, da für diese Art von Untergrund phänomenologisch oder anderweitig motivierte a-priori-Annahmen kaum möglich sind und die experimentelle Information, soweit sie nicht schon in der Ereignisauswahl benutzt wird, sehr spärlich ist. Eine befriedigendere Abschätzung, als sie hier gegeben werden kann, ist - wenn überhaupt - erst nach einer umfassenden Neubearbeitung der Daten möglich.

Eine vorläufige Analyse stützt sich, um den Effekt von Halo-Untergrund auf die differentielle Asymmetrie abzuschätzen, im wesentlichen auf die beiden folgenden statistischen Kriterien [97]:

1. Die Verteilung des Untergrundes wird aus Halo-Ereignissen bestimmt, deren Topologie guten tiefinelastischen Spuren ähnelt, die aber anhand der in Abschnitt 6.2.1 aufgeführten Kriterien zweifelsfrei als Untergrund identifiziert sind.

2. Der Anteil von Untergrund an allen akzeptierten Ereignissen wird aus der Breite von Verteilungen der r -Koordinate des Wechselwirkungsortes abgeschätzt, also aus der Qualität des rekonstruierten Vertex, die für gute und Untergrundereignisse offensichtlich verschieden ist. Der Untergrundanteil beträgt typisch 0.1%.

Diese Untersuchung kommt zu folgenden Korrekturen für die differentielle Asymmetrie in $g(y)Q^2$ in den fünf Datennahmeperioden 1B, 1C, 3B, 3C und 3D (in Einheiten von 10^{-3} GeV^{-2}): 0.009, 0.008, 0.004, 0.036 und 0.014, also zwischen 3 und 25% der elektroschwachen Asymmetrie. Diese Werte sind mit einem anderen Programm zur Ereignisauswahl ermittelt als dem sonst für diese Arbeit benutzten (vgl. auch Abschnitt 6.7.5), das als Halo-Spuren verdächtige Ereignisse weniger strikt aussondert und die Verunreinigung im hier benutzten Datensatz wahrscheinlich überschätzt. Aus diesem Grund, aber auch wegen zahlreicher anderer Unwägbarkeiten beim derzeitigen Stand der Analyse, wurden diese Korrekturen nur als Anhaltspunkte für einen geschätzten systematischen Fehler genommen, der - für alle Perioden gleich - mit

$$\Delta b = 0.020 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$$

etwas willkürlich, aber konservativ angesetzt ist. Damit dominiert er bei weitem alle vorher diskutierten systematischen Fehler.

6.6.8 Andere Quellen systematischer Fehler

Die folgenden systematischen Fehler wurden nicht quantitativ berücksichtigt, weil sie durchweg sehr klein sind, jedoch sollen sie der Vollständigkeit halber erwähnt werden:

1. Die Temperaturabhängigkeit der Permeabilität des Spektrometer-eisens ist in den Fehler für unterschiedliche Magnetfelder (vgl. Abschnitt 6.6.1) nicht eingeschlossen. Der Temperaturkoeffizient ist

$$(1/B_m)(dB_m/dT) \approx 6 \cdot 10^{-5}/^{\circ}\text{C} ,$$

bei $B_m = 1.8$ Tesla, jedoch gibt es keinen schlüssigen Hinweis auf systematische Temperaturunterschiede zwischen μ^+ - und μ^- -Daten. Eine vorläufige Auswertung ergibt $\Delta T^{\pm} \leq 1^{\circ}\text{C}$ [125].

2. Tektonische Bewegungen des Strahl tunnels können, durch Dejustierung der Hodoskope in ihrer Position relativ zueinander, Fehler in der Kalibration des Strahl impuls spektrometers verursachen. Bewegungen von einigen 0.1 mm während einer Datennahmeperiode hätten nicht zu vernachlässigende Effekte zur Folge und können nicht mit Sicherheit ausgeschlossen werden. Eine Messung etwaiger Verschiebungen während der Datennahme wurde versucht, jedoch arbeitete das dafür verwendete "Level Sensing Device" (LSD) nicht zufriedenstellend und lieferte keine verwertbaren Ergebnisse. Geodätische Messungen in den Perioden 3B-3D, die allerdings nur auf einige 0.1 mm genau sind, sowie LSD-Messungen mit einer Empfindlichkeit < 0.1 mm in späteren Datennahmeperioden ergeben keinerlei Hinweis auf irgendeine Verschiebung.
3. Untergrund aus kosmischer Strahlung ist hier nicht gesondert behandelt, ist aber in die Abschätzung des Halo-Untergrundes, von dem er experimentell nicht unterscheidbar ist, einbezogen. Eine genauere Untersuchung [132] kommt zu dem Schluss, dass der Anteil kosmischer Myonen am Halo-Untergrund einige Prozent betragen sollte.
4. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerelektronik ("local strobe efficiency", vgl. Kap. 2.3.1), nicht zu verwechseln mit

der Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerzähler selbst, war während der Datennahme nicht völlig stabil. Dieser Effekt kann die differentielle Asymmetrie, wenn überhaupt, nur über geringfügige Veränderungen der Akzeptanz - ähnlich wie durch Strahlverluste aus dem Target, vgl. Abschnitt 6.6.3 - beeinflussen und ist mit Sicherheit sehr klein [133].

Diese Effekte sind in der Zusammenstellung der systematischen Fehler (vgl. den nächsten Abschnitt) nicht weiter berücksichtigt.

6.6.9 Zusammenstellung

Die in den voraufgegangenen Abschnitten berechneten und abgeschätzten systematischen Fehler sind in Tabelle 14 zusammengestellt. Um den Gesamtfehler zu berechnen, wurden die Einzelfehler quadratisch addiert, was deshalb gerechtfertigt scheint, weil die apparativen Fehlerquellen (Halo-Untergrund, Kalibration der Magneten und Phasenraum des Strahls) gegenüber den "physikalischen" Effekten (Energieverlust, Meson-Zerfälle und elektromagnetischer Untergrund) dominieren und davon ausgegangen werden kann, dass sie sich bei jeder Polaritätsumkehr unabhängig voneinander verändern.

TABELLE 14

Systematische Fehler

Fehlerquelle	Δb (10^{-3} GeV $^{-2}$)
Spektrometermagnet	0.003
Strahlimpulsspektrometer	0.008
Phasenraum des Strahls	0.008
Energieverlust	0.005
Elektromagnetischer Untergrund	0.001
Meson-Zerfälle	0.005
Halo-Untergrund	0.020
Alle ($\Delta b = \sqrt{\sum (\Delta b_i)^2}$)	0.024

6.7 ÜBERPRÜFUNG DES ERGEBNISSES UND STATISTISCHE TESTS

In den folgenden Abschnitten werden einige komplementäre Tests beschrieben, denen die experimentellen Daten unterzogen wurden. Sie stützen sich auf den gleichen Datensatz wie das in Abschnitt 6.5 präsentierte Resultat und stellen daher keine unabhängigen Messungen dar; auch sind sie in einigen Fällen mehr qualitativer Natur, sollten aber dennoch Hinweise auf weitere, von den bisher angebrachten Korrekturen und systematischen Fehlern nicht erfasste Probleme geben.

6.7.1 Vergleich der Datennahmeperioden

Ein quantitativ wohldefinierter statistischer Test, dem sich die experimentellen Daten unterziehen lassen, ist ein χ^2 -Test der fünf unabhängigen Messungen der Asymmetrie in den einzelnen Datennahmeperioden⁴⁷ (Abb. 36, vgl. auch Tabellen 10-12). Bezogen auf den Mittelwert $b = -0.147 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$ ergibt sich aus den Schwankungen der Einzelperioden, mit statistischen Fehlern, ein $\chi^2 = 7.9$ bei 4 Freiheitsgraden (N_{df}). Die Wahrscheinlichkeit, dass das χ^2 diesen oder einen höheren Wert annimmt, ist $P_{\chi^2} = 9.7\%$ und damit nicht überzeugend gross.

Man kann argumentieren, dass dieses χ^2 ein objektives Mass für den zeitabhängigen, d.h. zufällig veränderlichen Teil der systematischen Fehler sei, die statistischen Fehler also um den Faktor $s = \sqrt{\chi^2/N_{df}} \approx \sqrt{2}$ erhöht werden müssten, um ein $\chi^2/N_{df} = 1$ zu erzielen⁴⁸. Bei quadratischer Addition hiesse dies, dass der systematische Fehler gerade ebensogross sein müsste wie der statistische, also typisch etwa $0.09 \cdot 10^{-3}$ (vgl. Tabellen 10-12) und damit viermal so gross wie im vorigen Abschnitt abgeschätzt, was wenig glaubwürdig erscheint. Wahrscheinlicher ist, dass es sich um echte statistische Schwankungen handelt, worauf auch die analoge Untersuchung von Daten gleicher Strahlladung hindeutet (vgl. Abschnitt 6.7.3).

⁴⁷ Künstliche feinere Unterteilungen des Datensatzes sind ebenfalls möglich und wurden gelegentlich versucht [123], führen aber kaum zu neuen Erkenntnissen.

⁴⁸ Dieses Verfahren entspricht der Mittelungsprozedur der Particle Data Group [98].

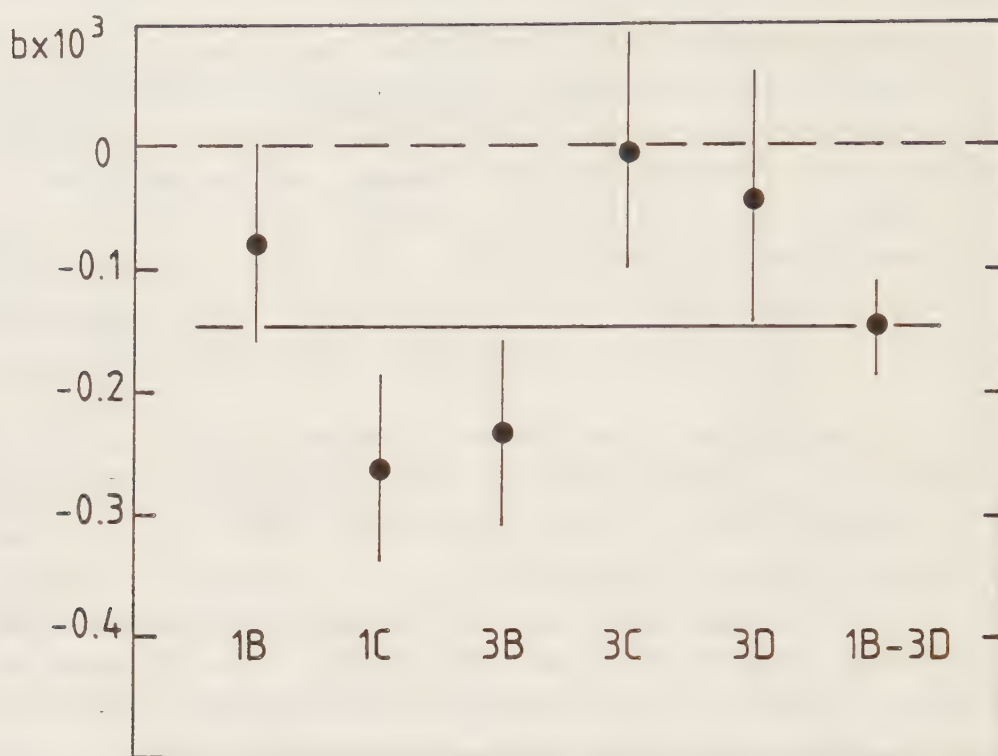


Abbildung 36: Vergleich der Asymmetrie in den einzelnen Datennahmeperioden

6.7.2 Asymmetrie in unabhängigen kinematischen Variablen

Eine erste Möglichkeit, die experimentellen Resultate auf versteckte systematische Effekte zu untersuchen, bietet die genauere Betrachtung der Asymmetrie in weiteren kinematischen Variablen, die von $g(y)Q^2$ und untereinander unabhängig sind; als Beispiel wurden die scaling-Variablen x und y , Q^2 und der Myon-Streuwinkel θ gewählt. Die Asymmetrie wurde in diesen Variablen, einschliesslich aller experimentellen und Strahlungskorrekturen, genau wie die Asymmetrie in $g(y)Q^2$ berechnet. In Abb. 37 ist sie mit der vom GSW-Modell vorhergesagten

Asymmetrie (mit $\sin^2\Theta_w = 0.23$) verglichen, die, da sie in allen Variablen von der Akzeptanz des Detektors und den kinematischen Schnitten abhängt, mit dem in Abschnitt 6.2 beschriebenen Monte-Carlo-Verfahren berechnet wurde. Die Übereinstimmung ist in allen Fällen perfekt.

Ein solcher Vergleich ist insofern sinnvoll, als die Asymmetrie in gewissen Variablen auf bestimmte systematische Effekte sehr viel empfindlicher reagiert als in $g(\gamma)Q^2$. Insbesondere wird die Asymmetrie in der scaling-Variablen x , von der sie in der Theorie nahezu unabhängig ist, sehr stark von Fehlern in der relativen Kalibration von Strahlenergie, Magnetfeld oder anderen Effekten, welche die Impulsrekonstruktion beeinflussen, verfälscht; dies ist mit den gestrichelten bzw. strichpunktierten Linien angedeutet, die einer systematischen μ^+/μ^- -Fehlkalibration des Spektrometermagneten bzw. der Strahlenergie von $\Delta B_m/B_m = \Delta E_0/E_0 = 3 \cdot 10^{-3}$ entsprechen und ähnlich wie die Kurven in Abb. 34 berechnet wurden.

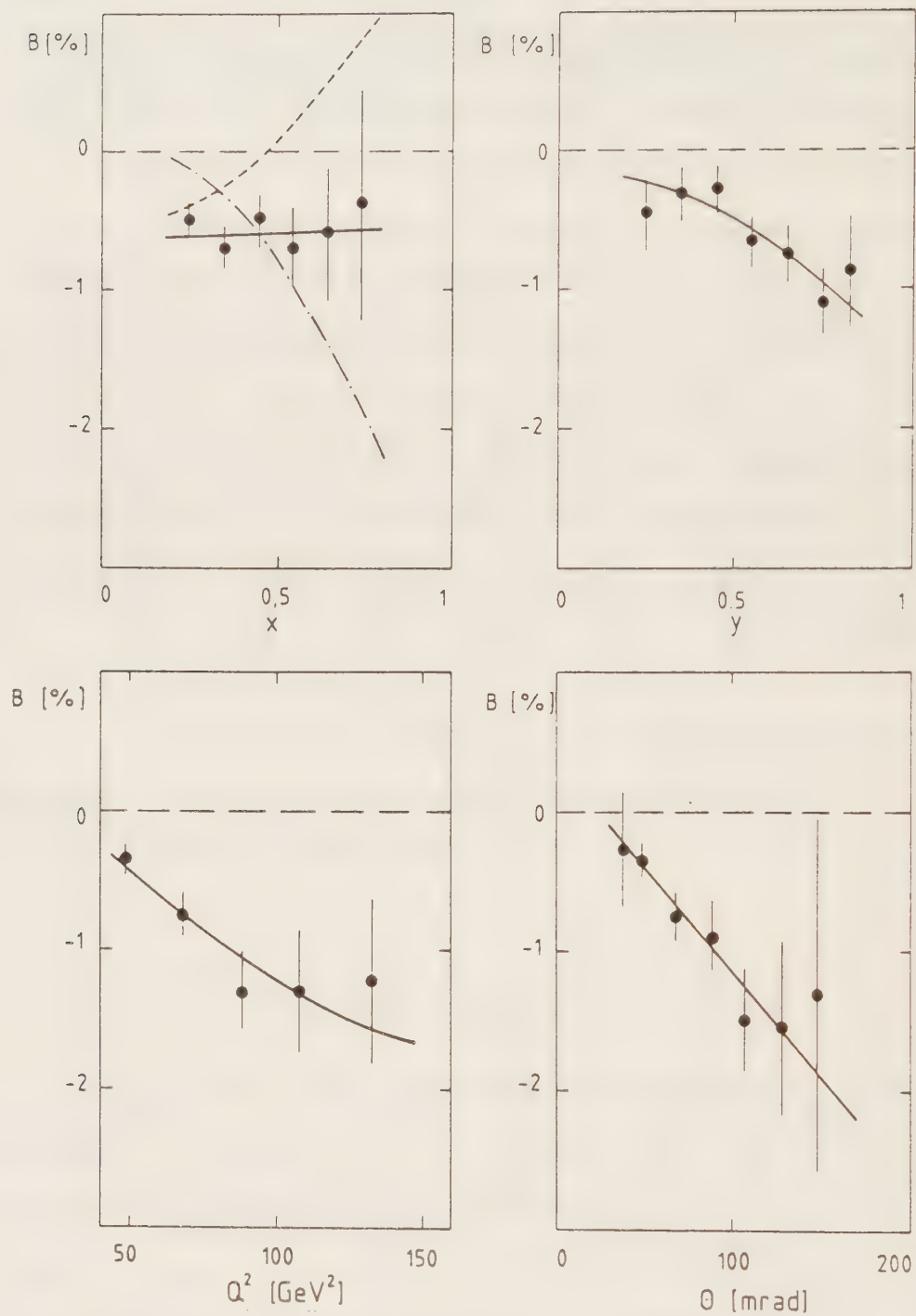


Abbildung 37: Ladungsasymmetrie in x , y , Q^2 und θ

6.7.3 Asymmetrie von Daten gleicher Strahlladung

Die Asymmetrie von Datensätzen gleichen Vorzeichens des Myonstrahls zu bestimmen, ist eines der nächstliegenden Mittel, um Rückschlüsse auf Probleme mit der Stabilität der Detektoren und Magnetfelder zu ziehen. Für eine solche Untersuchung lassen sich die Daten in vielfältiger Weise miteinander kombinieren; die natürlichste Wahl ist, die Wirkungsquerschnitte aus der jeweils ersten (σ_1) und dritten (σ_3) Teilperiode miteinander zu vergleichen, also für die Perioden 1B und 3B die μ^+ - und für die Perioden 1C und 3C die μ^- -Daten (vgl. Tabelle 4):

$$B^+ = \frac{\sigma_1^+ - \sigma_3^+}{\sigma_1^+ + \sigma_3^+} \quad (1B, 3B)$$

$$B^- = \frac{\sigma_1^- - \sigma_3^-}{\sigma_1^- + \sigma_3^-} \quad (1C, 3C) . \quad (6.32)$$

Die Periode 3D, die nur aus zwei Teilperioden besteht und zur gesamten Statistik wenig beiträgt, ist hier weggelassen⁴⁹. Die Daten wurden für unterschiedliche Strahlenergien korrigiert, nicht jedoch für Ansprechwahrscheinlichkeiten von Triggerzählern und Proportionalkammern⁵⁰. Strahlungskorrekturen wurden hier ebenfalls nicht berücksichtigt.

⁴⁹ Eine ähnliche Einschränkung gilt strenggenommen für die Periode 1C, in der die erste (μ^-) Teilperiode wegen apparativer Probleme fast völlig verworfen wurde. Hier wurden die μ^- -Daten willkürlich in zwei Datensätze ungefähr gleicher Grösse aufgeteilt.

⁵⁰ Korrekturen für unterschiedliche MWPC-Ansprechwahrscheinlichkeiten wären - anders als für die Triggerzähler, bei denen sie praktisch nur zwischen μ^+ - und μ^- -Daten verschieden sind - eigentlich angebracht, sind jedoch sehr klein und hier vernachlässigt.

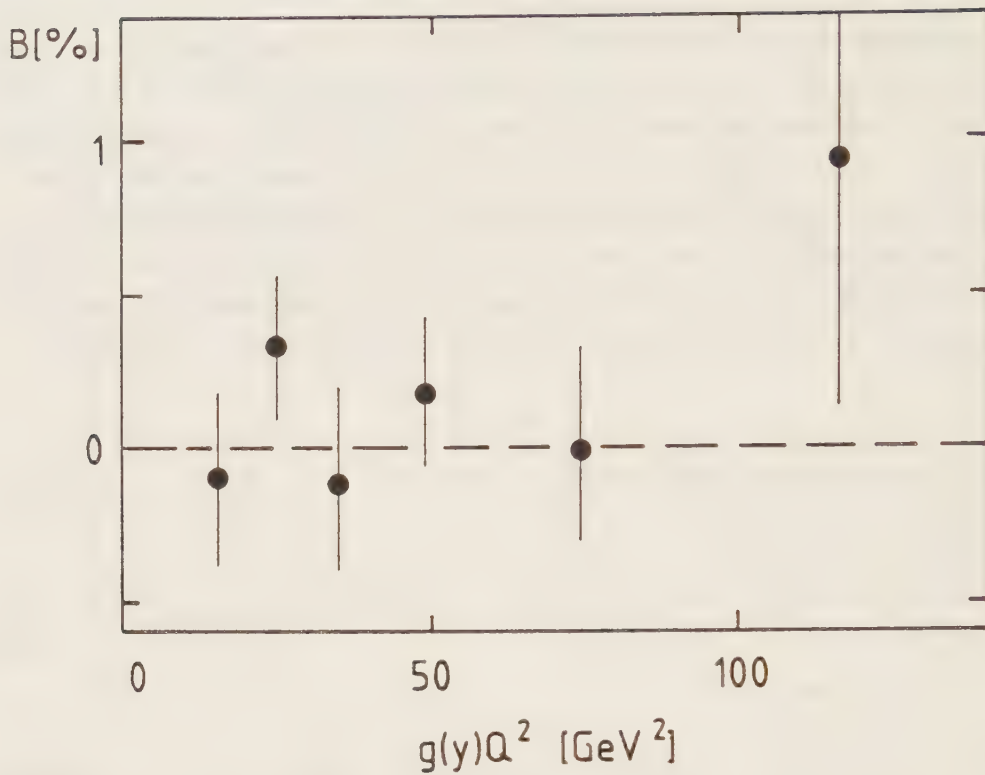


Abbildung 38: Asymmetrie von Daten gleicher Strahlladung in $g(y)Q^2$

Die Asymmetrien B^+ und B^- sind in Abb. 38 und 39 (über die vier Perioden gemittelt) sowie Abb. 40 dargestellt, die Abb. 33, 37 und 36 für die Ladungsasymmetrie entsprechen. Der Fit einer Geraden an die Asymmetrie in $g(y)Q^2$, $B^\pm = a' + b' \cdot g(y)Q^2$, ergibt (vgl. Abb. 38):

$$b' = (0.026 \pm 0.054) \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-2} ,$$

also innerhalb der statistischen Fehler das erwartete Nullresultat. Auch Abb. 39 gibt kaum einen Hinweis auf irgendwelche Probleme bis auf den leichten Anstieg mit Q^2 und x , der aber statistisch nicht signifikant ist. Das vielleicht aufschlussreichste Resultat liefert jedoch der Ver-

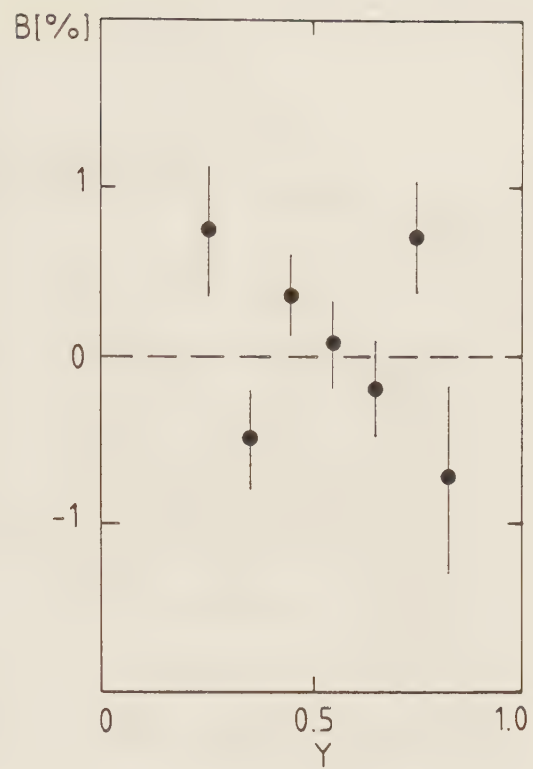
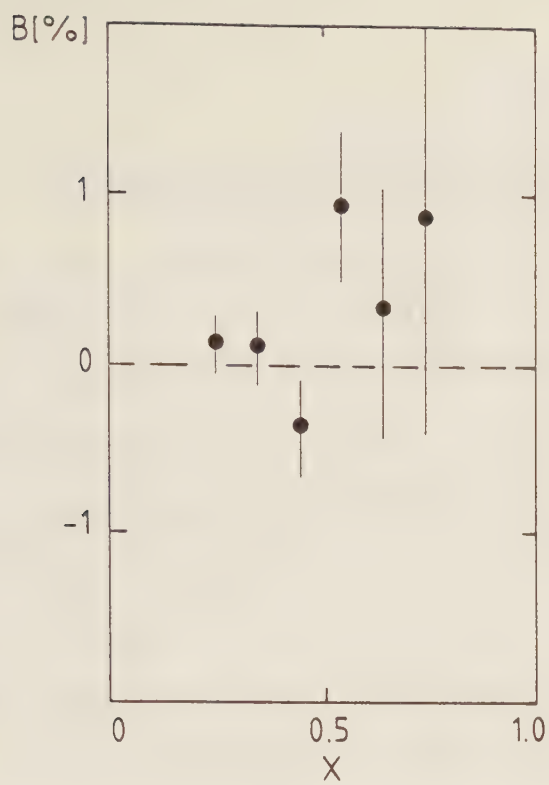


Abbildung 39: Asymmetrie von Daten gleicher Strahlladung in x , y , Q^2 und θ

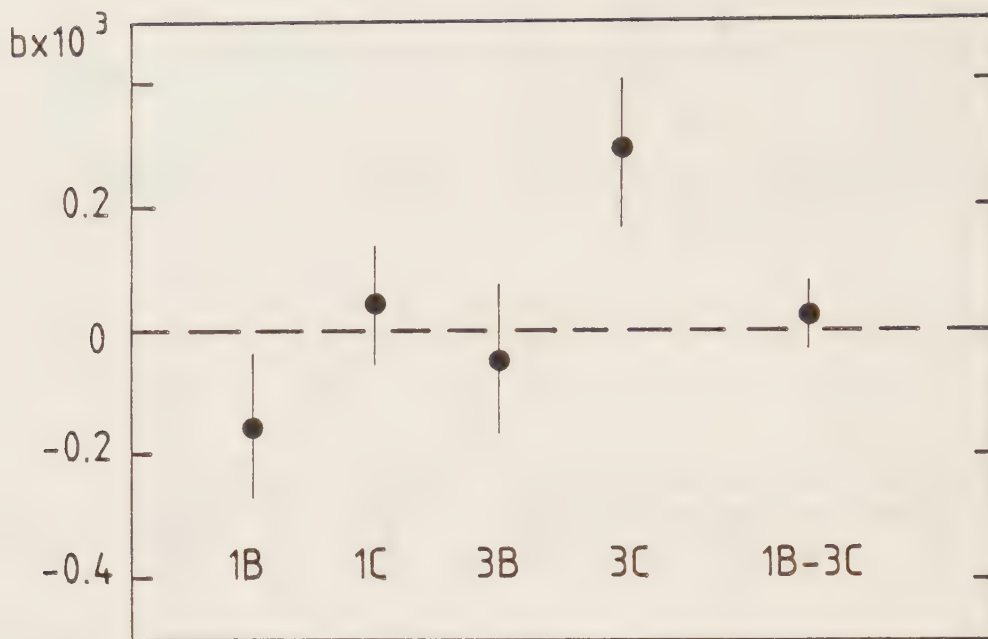


Abbildung 40: Periodenvergleich von Daten gleicher Strahlldung

gleich der Datennahmeperioden untereinander (Abb. 40); hier ist $\chi^2 = 8.1$ bei 3 Freiheitsgraden, was einer Wahrscheinlichkeit $P_{\chi^2} = 4.3\%$ entspricht, noch kleiner als die der Ladungsasymmetrie (vgl. Abschnitt 6.7.1). Da einerseits diese Analyse einen Teil der gleichen Daten benutzt, dieses χ^2 also zu dem früheren statistisch korreliert ist, andererseits aber diese Asymmetrie weniger empfindlich auf systematische Effekte des Apparates ist, ergibt sich hier ein weiterer Hinweis darauf, dass das mässige χ^2 der Ladungsasymmetrie im wesentlichen von statistischen Fluktuationen verursacht ist. Ein Problem stellt allerdings ohne Zweifel die Periode 3C dar, die wahrscheinlich sehr viel stärker als alle anderen von Halo-Untergrund veunreinigt ist (vgl. auch Abschnitt 6.6.7 und Abb. 36).

6.7.4 Asymmetrie in Unterteilungen des Spektrometers

Für einen weiteren statistischen Test wurde die Berechnung der Asymmetrie auf Teile des Apparates beschränkt, um künstlich die Redundanz der Messung zu verkleinern und Hinweise auf lokale Schwachstellen zu erhalten. In Abb. 41 ist die differentielle Asymmetrie in 4.4 zweidimensionalen Intervallen der z -Koordinate des Wechselwirkungsortes sowie des Azimuthwinkels aufgetragen; die ϕ -Intervalle entsprechen den vier Quadranten des Spektrometers. Bezogen auf den Mittelwert⁵¹ $b = 0.154 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$ ist hier $\chi^2 = 10.2$ bei 15 Freiheitsgraden, entsprechend einer Wahrscheinlichkeit von 80%. Für die Messungen in den vier Quadranten (über z gemittelt) ist $\chi^2/N_{\text{df}} = 1.41/3$ ($P_{\chi^2} = 70\%$) und für die Messungen in den vier z -Intervallen (über ϕ gemittelt) ist $\chi^2/N_{\text{df}} = 0.89/3$ ($P_{\chi^2} = 85\%$). Dabei ist allerdings zu beachten, dass die Messpunkte in der z -Koordinate wegen der endlichen Vertexpauflösung ($\sigma_z \approx 60 \text{ cm}$) etwas untereinander korreliert sind.

⁵¹ Die Daten sind hier ebenfalls nicht für unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren korrigiert, so dass sich ein etwas anderer Mittelwert als in Abschnitt 6.5 ergibt.

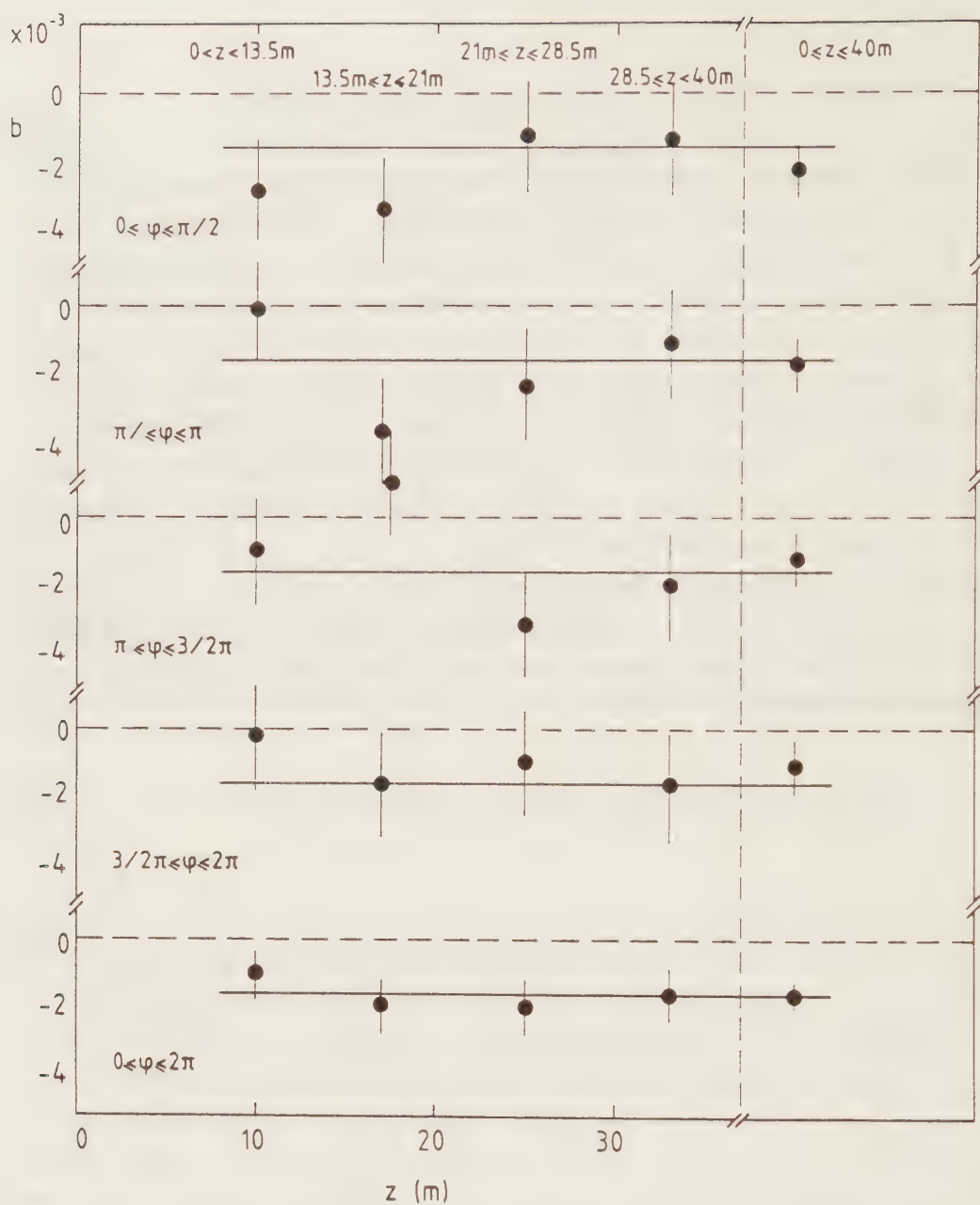


Abbildung 41: Ladungsasymmetrie in Intervallen des Wechselwirkungsortes und des Azimuthwinkels

6.7.5 Alternative Ereignisauswahl

Schliesslich wurde die Berechnung der Ladungsasymmetrie noch mit einem anderen Programm zur Ereignisauswahl⁵² als dem, das für die bisher beschriebene Analyse verwandt wurde, wiederholt. Die Auswahlkriterien ähneln grundsätzlich den in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen, jedoch ist dieses Programm weniger restriktiv in der Aussonderung von Spuren, die als Halo-Untergrund nur verdächtig und nicht sicher identifiziert sind; es erlaubt damit ungefähre Rückschlüsse auf die Auswirkungen der Halo-Verunreinigung. Die Ergebnisse sind hier nicht im Detail dargestellt; in der graphischen Darstellung sind sie von Abb. 33 und Abb. 37 kaum unterscheidbar. Für die differentielle Asymmetrie nach (6.27) ergibt sich

$$b = (-0.169 \pm 0.038) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2} ,$$

d.h. sie ist dem Betrag nach etwas grösser als die früher berechnete; der Unterschied entspricht etwa dem für den Halo-Untergrund angenommenen systematischen Fehler, wobei jedoch zu bedenken ist, dass wegen der teilweise verschiedenen Datensätze auch statistische Schwankungen beitragen können. Das χ^2 des Periodenvergleichs (entsprechend Abb. 36) ist hier 8.6 bei 4 Freiheitsgraden, entsprechend einer Wahrscheinlichkeit von 7.3%.

Im Rahmen dieses Auswahlsystems wurde ein grosser Teil der Ereignisse, die das Programm als zweifelhaft klassifiziert, einzeln auf graphischen Computer-Bildschirmen gesichtet (vgl. Abb. 18) und manuell entweder als gut akzeptiert oder verworfen. Bei Hinzunahme dieser Entscheidung in der Ereignisauswahl ändert sich jedoch das Ergebnis kaum.

⁵² "MV selection" im NA4-Jargon.

6.8 MESSUNG DER ASYMMETRIE BEI 120 GeV STRAHLENERGIE

Ausser bei 200 GeV wurde die Asymmetrie im gleichen Experiment auch bei 120 GeV Strahlenergie und einer Polarisation $\lambda = 0.66$ gemessen. Die Daten wurden in den SPS-Strahlzeitperioden 2A, 2B und 3A/1980 aufgezeichnet, also zeitlich zwischen den Messungen bei 200 GeV (vgl. Tabelle 4), und mit zwei verschiedenen Triggerbedingungen (vgl. Kap. 2.3.2) genommen: teils mit den Zählerringen 1-7 im Trigger (entsprechend einem minimalen $Q^2 \approx 15 \text{ GeV}^2$), teils mit dem gleichen Trigger (Ring 2-7) wie die 200 GeV-Daten, hier entsprechend $Q^2 > 25 \text{ GeV}^2$.^{*} Die Messung bei 120 GeV ist dadurch charakterisiert, dass die Asymmetrie aus Strahlungskorrekturen um etwa 60% grösser ist (vgl. Kap. 1.3); die Ergebnisse zeigt Abb. 42.

Die Auswertung dieser Daten ähnelt in grossen Zügen der hier beschriebenen, wurde aber früher abgeschlossen und unterscheidet sich in zahlreichen technischen Einzelheiten, weshalb die Ergebnisse nicht direkt vergleichbar sind. Innerhalb der statistischen Fehler stimmen sie jedoch sowohl mit den 200 GeV-Resultaten als auch mit der GSW-Vorhersage überein. Experimentell ist die differentielle Asymmetrie [134,7]:

$$b_{120} = (-0.174 \pm 0.075) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2} ;$$

die GSW-Vorhersage (1.88) ist hier wegen der niedrigeren Strahlpolarisation

$$b(\lambda=0.66) = -0.153 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2} .$$

Diese Analyse stützt sich auf eine ungefähr gleich grosse Zahl guter Ereignisse wie die der 200 GeV-Daten, jedoch ist der statistische Fehler wegen des kleineren kinematischen Bereiches der Messung hier grösser. Nur wenig grösser ist hingegen der systematische Fehler ($\Delta b = 0.028 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$), hauptsächlich wegen grösserer Unsicherheiten in der Kalibration des Strahlimpulsspektrometers.

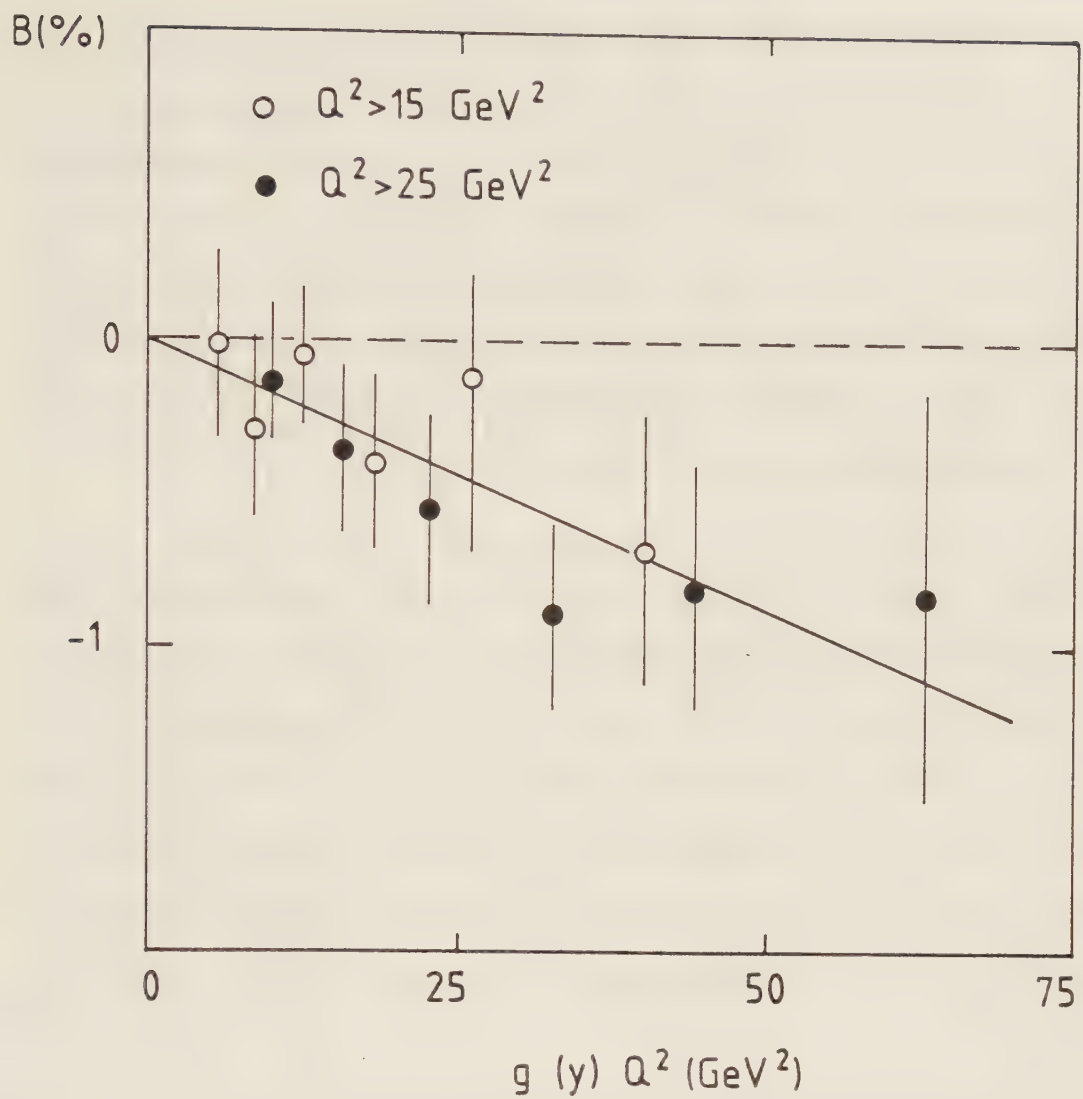


Abbildung 42: Ladungsasymmetrie bei 120 GeV Strahlenergie

6.9 ZUSAMMENFASSUNG

Eine ausführliche Untersuchung der experimentellen Daten ergibt keinen schlüssigen Hinweis auf Probleme, die nicht in Form entsprechender Korrekturen oder als Beitrag zum systematischen Fehler berücksichtigt wären. Als einziges offensichtliches Problem verbleibt das schlechte χ^2 des Vergleichs der Datennahmeperioden (Abschnitt 6.7.1), das jedoch keine eindeutige Interpretation als Effekt ungeklärter systematischer Fehler erlaubt. Es besteht daher kein Anlass, den in Abschnitt 6.6 abgeschätzten Fehler weiter zu vergrössern.

Dieser Fehler lässt insofern Spielraum für Interpretationen, als er sowohl einen konstanten als auch einen mit jedem Polaritätswechsel der Messung zufällig veränderlichen Anteil enthält. Letzterer liefert wahrscheinlich den grösseren Beitrag, und es wäre durchaus vertretbar, ihn noch durch die Wurzel aus der Zahl der Datennahmeperioden ($\sqrt{5}$) zu dividieren. Da jedoch zufällig veränderlicher und zeitlicher Anteil nicht mit Sicherheit zu trennen sind, und um der Differenz der mit zwei verschiedenen Methoden der Ereignisauswahl erzielten Resultate Rechnung zu tragen, wurde der in Abschnitt 6.6.9 berechnete Fehler unverändert für das über alle Perioden gemittelte Resultat übernommen. Das vollständige Ergebnis für die differentielle Asymmetrie (1.88) ist also (vgl. Abschnitt 6.5)

$$b = [-0.147 \pm 0.037 \text{ (stat.)} \pm 0.024 \text{ (syst.)}] \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-2} ,$$

wobei aus den genannten Gründen nicht eindeutig zu entscheiden ist, ob statistischer und systematischer Fehler quadratisch oder linear zu addieren sind.

Innerhalb der Fehler bestätigt dieses Ergebnis vollauf die GSW-Vorhersage (1.89). Die statistische Signifikanz der Messung ist dadurch charakterisiert, dass das Ergebnis um etwa 4 Standardabweichungen von Null verschieden ist; der - wahrscheinlich grosszügig angesetzte - sy-

stematische Fehler kann die Qualität des Ergebnisses nicht substantiell beeinträchtigen. Die genaue physikalische Deutung des gemessenen Effektes ist modellabhängig; einige mögliche Interpretationen werden im nächsten Kapitel diskutiert.

Kapitel 7

DEUTUNG DER LADUNGSASYMMETRIE IM $SU(2) \otimes U(1)$ -MODELL

Die theoretische Vorhersage für die Ladungsasymmetrie (1.81) enthält im $SU(2)_L \otimes U(1)$ -Modell neben dem Weinberg-Winkel vier Fermion-Kopplungen, im allgemeinen $SU(2) \otimes U(1)$ -Modell zusätzlich 3 rechtshändige schwache Isospins und damit insgesamt 7 freie Parameter. Rückschlüsse auf einzelne dieser Grössen lassen sich daher nur unter restriktiven Annahmen über die jeweils anderen ziehen. Im folgenden ist stets vorausgesetzt, dass das up- und down-Quark die Kopplungen des minimalen Modells besitzen; diese Annahme ist mit allen experimentellen Daten verträglich [41]. Ferner ist angenommen, dass die Kopplungen des Myons und der Quarks an den schwachen neutralen Strom faktorisieren⁵³ und die Quark-Kopplungen universell sind, d.h. die in Wechselwirkungen mit anderen Leptonen gemessenen Kopplungen an das Z^0 auch für die Myon-Quark-Wechselwirkung Gültigkeit haben. Der Quarkkopplungsterm in (1.81) hat unter diesen Annahmen in der Valenzquarknäherung die Grösse (vgl. Tabelle 1)

⁵³ Diese Annahme ist mit der in dieser Arbeit durchweg benutzten Notation für die schwachen Kopplungen impliziert. In der Phänomenologie wird meist eine allgemeinere, von Hung und Sakurai eingeführte Notation benutzt (siehe z.B. [44]), die keine Faktorisierung voraussetzt, deshalb allerdings auch weniger transparent ist.

$$A_0 = (s/s)(a_d - 2a_u) = -1.8 \quad (7.1)$$

Bei Aufgabe der Valenzquark-Näherung, also Einschluss von Seequark-Korrekturen, verkleinert A_0 sich, integriert über den kinematischen Bereich dieser Messung, um maximal 5% [135]. Diese Korrektur ist jedoch mit theoretischen Unsicherheiten bei der Annahme der Quarkverteilungsfunktionen behaftet und im folgenden nicht weiter berücksichtigt. Auch ist bei den folgenden Resultaten zu beachten, dass die theoretischen Unsicherheiten der Strahlungskorrekturen nicht in die systematischen Fehler eingeschlossen sind.

7.1 ERGEBNISSE IM $SU(2)_L \otimes U(1)$ -MODELL

7.1.1 Der Weinberg-Winkel

Nimmt man für das Myon die Kopplungen des minimalen Modells $a_\mu = -1/2$, $v_\mu = -1/2 + 2\sin^2\Theta_W$ an, bleibt in der Ladungsasymmetrie der Weinberg-Winkel als einziger freier Parameter. Mit der differentiellen Asymmetrie b (1.88) ist er, unter Benutzung von (7.1), verknüpft durch

$$\sin^2\Theta_W = \frac{1}{4} + \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{b}{\kappa A_0} - \frac{1}{2} \right) ; \quad (7.2)$$

mit dem Resultat aus Kap. 6.9, $b = (-0.147 \pm 0.037 \pm 0.024) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$, ist

$$\sin^2\Theta_W = 0.223 \pm 0.072 \text{ (stat.)} \pm 0.046 \text{ (syst.)} ,$$

in Übereinstimmung mit allen anderen experimentellen Resultaten. Von allen bisherigen Messungen des Weinberg-Winkels ist dies diejenige mit dem höchsten raumartigen Viererimpulsübertrag; im Mittel ist $\langle Q^2 \rangle \approx 60 \text{ GeV}^2$. Sie stützt daher in doppelter Hinsicht die empirische Beobachtung, dass der Weinberg-Winkel eine universelle, vom Typ der Wechselwirkung und vom kinematischen Bereich der Messung unabhängige Konstante ist.

7.1.2 Die schwachen Kopplungen des Myons

Die Ladungsasymmetrie ist proportional einer Linearkombination der Axialvektor- und Vektorkopplungen des Myons, $a_\mu - \lambda v_\mu$. Beide Kopplungen lassen sich einzeln bestimmen, wenn man Messungen der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie der Winkelverteilung von Myonen in $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ - Speicherringexperimenten bei PETRA zu Hilfe nimmt. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion hat die Form [139]

$$d\sigma/d\cos\theta = N(1 + \cos^2\theta + \frac{8}{3}A\cos\theta) , \quad (7.3)$$

worin θ der Winkel zwischen μ^+ und Positronstrahl ist; N und A hängen nur von der Strahlenergie ab. Der $\cos\theta$ proportionale Asymmetrieterm ist elektroschwachen Ursprungs:

$$A = -\frac{3}{2}\kappa \cdot [sM_Z^2/(M_Z^2-s)] \cdot a_e a_\mu \quad (7.4)$$

mit dem gleichen κ wie in (1.79); $\sqrt{s}$ ist die Strahlenergie im Schwerpunktsystem. Diese Asymmetrie ist also dem Produkt der Axialvektorkopplungen von Elektron und Myon proportional. Experimentell ist, bei Mittelung über die Resultate der vier PETRA-Experimente CELLO,

JADE, Mark J und TASSO [136-139] bei $\sqrt{s} = 34.6 \text{ GeV}$ und mit $M_Z = 89 \text{ GeV}$:

$$A = -0.104 \pm 0.013$$

$$= 0.379 \, a_e a_\mu.$$

Unter zusätzlichen Annahmen für die Axialvektorkopplung des Elektrons lassen sich damit aus A und dem Resultat dieser Arbeit die Vektor- und Axialvektorkopplungen des Myons vollständig bestimmen; in Abb. 43 ist dies für den Fall $a_e = -1/2$ veranschaulicht. Die Resultate für verschiedene mögliche Annahmen über a_e sind in Tabelle 15 zusammengestellt und sind innerhalb der Fehler sämtlich sowohl mit anderen Messungen als auch mit den Annahmen des minimalen Modells verträglich.

TABELLE 15

Ergebnisse für die schwachen Kopplungen des Myons

a_e	a_μ	v_μ	$\sin^2\Theta_w$
1. $-1/2$	-0.55 ± 0.07	$-0.12 \pm 0.14 \pm 0.09$	$0.19 \pm 0.07 \pm 0.05$
2. -0.55	-0.50 ± 0.07	$-0.05 \pm 0.14 \pm 0.09$	$0.22 \pm 0.07 \pm 0.05$
3. -0.52	-0.52 ± 0.07	$-0.08 \pm 0.14 \pm 0.09$	$0.21 \pm 0.07 \pm 0.05$

1. GSW-Modell
2. Messungen der ν -e-Streuung [41]
3. e- μ -Universalität ($a_e = a_\mu$)

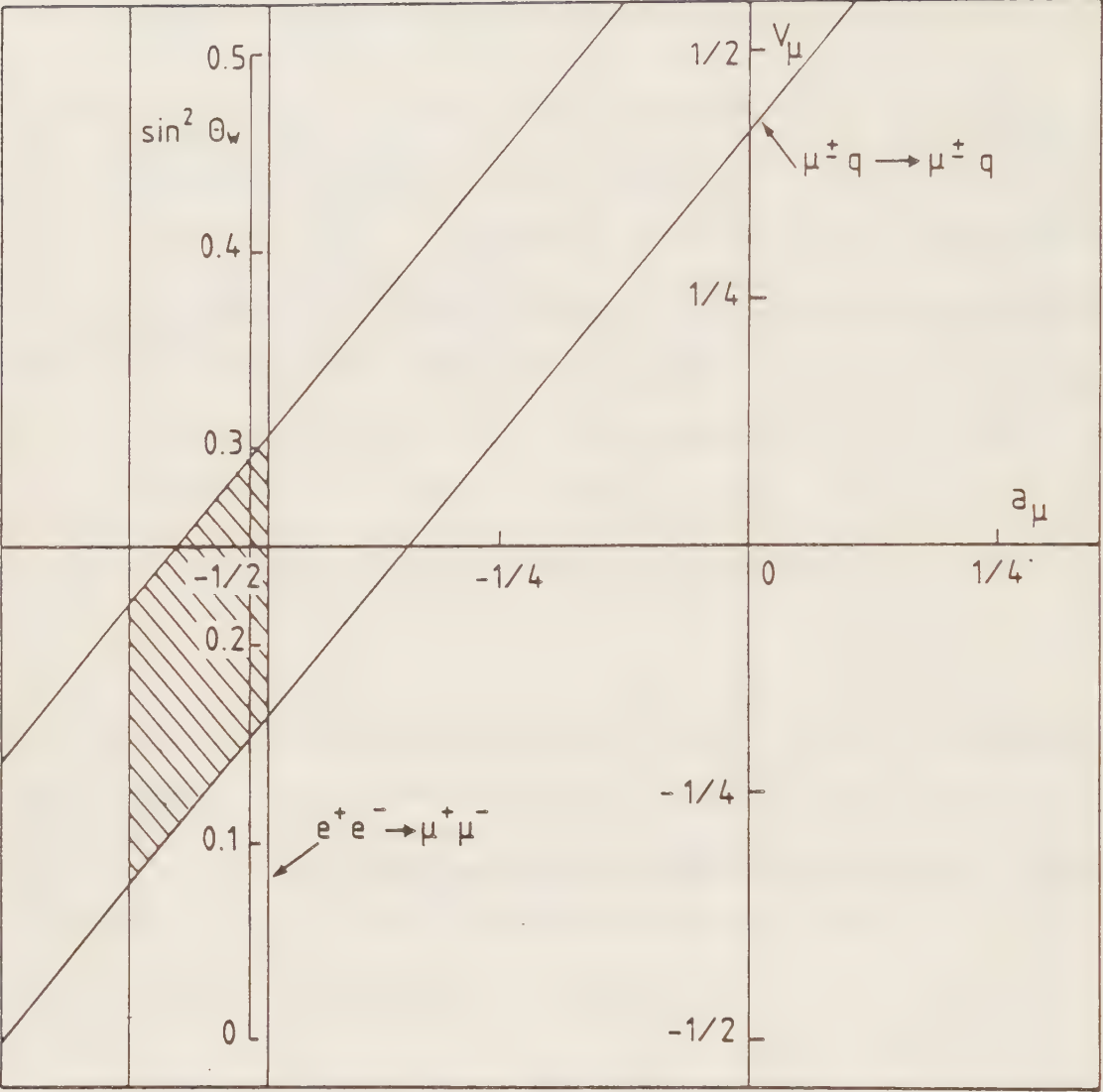


Abbildung 43: Erlaubter Bereich für die schwachen Kopplungen des Myons

7.2 DER RECHTSHÄNDIGE SCHWACHE ISOSPIN DES MYONS

Die Multipllettstruktur des schwachen Isospins der rechtshändigen Fermion-Komponenten ist im allgemeinen $SU(2) \otimes U(1)$ -Modell unbestimmt. In den vergangenen Jahren sind von verschiedenen Autoren Modelle mit einer höheren Multipllettstruktur der rechtshändigen Fermionen konstruiert worden⁵⁴. Als einfachstes Beispiel sei das Hybridmodell von Cheng und Li [53] angeführt, in dem die rechtshändigen geladenen Leptonen Dubletts mit schweren neutralen Leptonen bilden, so das μ_R^- ein Dublett mit einem schweren neutralen Myon M^0 . In diesem Modell ist $I_{3R} = -1/2$ und die schwache Kopplung der geladenen Leptonen rein vektoriell ($a_e = a_\mu = a_\tau = \dots = 0$, vgl. (1.64)). Da solche schweren Leptonen nie beobachtet wurden, sollten ihre Massen sehr gross sein, sind aber von der Theorie nicht weiter bestimmt. In diesem Modell würde die differentielle Ladungsasymmetrie (1.88) mit $\lambda = 0.81$ und $\sin^2\Theta_W = 0.23$:

$$b = +0.141 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2};$$

diese Modell schliesst das Ergebnis von Kap. 6.9 mit einer statistischen Signifikanz von nahezu 8 Standardabweichungen aus. Auch alle anderen Modelle mit einer höheren Multipllettstruktur der rechtshändigen Myonen, in denen $I_{3R}^\mu \neq 0$ ist, sagen Asymmetrien voraus, die von der hier gemessenen mindestens ebenso weit entfernt sind. Auf ähnliche Weise hatte bereits die SLAC-Messung der A^- -Asymmetrie (1.83) die Existenz eines schweren neutralen Elektrons ausgeschlossen.

Lässt man allgemeiner I_{3R} als einzigen freien Parameter in der differentiellen Asymmetrie (1.88) zu, ist mit $\sin^2\Theta_W = 0.23$:

$$I_{3R}^\mu = -0.01 \pm 0.07 \text{ (stat.)} \pm 0.04 \text{ (syst.)} .$$

⁵⁴ Siehe [51] für eine Übersicht und weitere Literaturhinweise.

In $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ - Experimenten lässt sich die Vektorkopplung der Leptonen und damit I_{3R}^μ aus dem totalen Wirkungsquerschnitt bestimmen⁵⁵. Bei Mittelung über die Ergebnisse der PETRA-Experimente ist, ebenfalls mit $\sin^2\Theta_w = 0.23$ [139]

$$I_{3R}^\mu = 0.01 \pm 0.08 ,$$

in Übereinstimmung mit dem obigen Resultat bei etwa gleich grossen Fehlern.

7.3 ZUSAMMENFASSUNG

Mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment wurde die Existenz des schwachen neutralen Stromes zum ersten Mal in der Myon-Quark-Wechselwirkung nachgewiesen. Das Ergebnis steht in voller quantitativer Übereinstimmung mit den Vorhersagen des minimalen $SU(2)_L \otimes U(1)$ -Modells von Glashow, Salam und Weinberg sowie mit anderen Messungen des Weinberg-Winkels und bestätigt, da es in einem bisher nicht untersuchten kinematischen Bereich und einem neuen Reaktionskanal erzielt wurde, die Universalität der Theorie ebenso wie die des Weinberg-Winkels.

⁵⁵ Siehe z.B. [35] für eine ausführlichere Diskussion.

LITERATURVERZEICHNIS

1. F.J. Hasert et al., Phys. Lett. 46B(1973)138
2. A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. 32(1974)800
3. Proposals für das NA4-Experiment: CERN/SPSC/74-79/P19 (1974), CERN/SPSC/74-103/P19/Add.1 (1974), CERN/SPSC/74-108/P19/Add.2 (1974), CERN/SPSC/74-120/P19/Add.3 (1974), CERN/SPSC/77-12/P19/Add.4 (1977), CERN/SPSC/79-132/M211 (1979)
4. D. Bollini et al., Phys. Lett. 104B(1981)403
5. D. Bollini et al., Nucl. Phys. B199(1982)27
6. D. Bollini et al., Nucl. Instr. Meth. 204(1983)333
7. A. Argento et al., Phys. Lett. 120B(1983)245
8. Die Notation der Vierervektoren und γ -Matrizen folgt der Konvention von J.D. Bjorken und S.D. Drell, Relativistische Quantenmechanik, Mannheim 1966
9. J.D. Bjorken und S.D. Drell, op.cit., Anhang B
10. S.D. Drell und J.D. Walecka, Ann. Phys. (N.Y.) 28(1964)18

11. R.v.Gehlen, Phys. Rev. 118(1960)1455
12. M. Gourdin, Nuovo Cimento 21(1961)1094
13. F.J. Gilman, Phys. Rep. 4(1972)95
14. W. Panofsky, Proc. 14th International Conference on High Energy Physics, Wien 1968
15. E.D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23(1969)930
16. M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23(1969)935
17. G. Miller et al., Phys. Rev. D5(1972)528
18. J.S. Poucher et al., Phys. Rev. Lett. 32(1974)118
19. A. Bodek et al., Phys. Rev. D20(1979)1421
20. J.D. Bjorken, Phys. Rev. Lett. 16(1966)408 und Phys. Rev. 179(1969)1547
21. J. Kogut und L. Susskind, Phys. Rep. 8(1973)75
22. R.P. Feynman, Photon-Hadron-Interactions, Reading, Mass., 1972
23. C.G. Callan und D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. 22(1969)156
24. M.D. Mestayer, Preprint SLAC-214 (1978)
25. H.L. Anderson et al., Phys. Rev. D20(1979)2645
26. H. Abramowicz et al., Phys. Lett. 107B(1981)141

27. J.J. Aubert et al., Preprint CERN/EP/82-159, subm. to Phys. Lett.
28. V. Barger und R.J.N. Phillips, Nucl. Phys. B73(1974)269
29. S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22(1961)579
30. A. Salam, in: Elementary Particle Theory, N. Svartholm ed., Stockholm (1968)
31. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19(1967)1264
32. S.L. Glashow et al., Phys. Rev. D2(1970)1285
33. J.J. Sakurai, Preprint MPI-PAE/Pth 44/82
34. J.D. Bjorken, Proc. Arctic School of Physics 1980, Physica Scripta 25(1982)69
35. D.H. Perkins, Proc. 1981 CERN School of Physics, CERN 82-04 (CERN Yellow Report)
36. J. Iliopoulos, An Introduction to Gauge Theories, CERN 76-11 (CERN Yellow Report); identisch in: Proc. 1977 CERN-JINR School of Physics, CERN 77-18 (CERN Yellow Report)
37. L. Maiani, Proc. 1976 CERN School of Physics, CERN 76-20 (CERN Yellow Report)
38. J.D. Bjorken, Proc. 1976 SLAC Summer Institute on Particle Physics, Stanford 1976
39. I.J.R. Aitchison und A.J.G. Hey, Gauge Theories in Particle Physics, Bristol 1982

40. P. Becher et al., Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung, Stuttgart 1981
41. J.E. Kim et al., Rev. Mod. Phys. 53(1981)211
42. M. Wirbel, Z. Phys. C14(1982)293
43. J.F. Wheeler and C.H. Llewellyn Smith, Nucl. Phys. B208(1982)27
44. P.Q. Hung und J.J. Sakurai, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 31(1981)375
45. G. Myatt, Rep. Progr. Phys. 45(1982)1
46. F. Wagner, Proc. 21. Int. Universitätswochen für Kernphysik, Schladming 1982
47. P.W. Higgs, Phys. Lett. 12(1964)232, Phys. Rev. Lett. 13(1964)508 und Phys. Rev. 145(1966)1156
48. G. t'Hooft, Nucl. Phys. B33(1971)173 und Nucl. Phys. B35(1971)167
49. M. Kobayashi und T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49(1973)652
50. M. Klein, Ecole Internationale de Physique des Particules Elementaires, Kupari-Dubrovnik (Jugoslawien) 1979
51. M. Klein et al., Phys. Lett. 85B(1979)385
52. F. Wilczek und A. Zee, Phys. Rev. Lett. 38(1977)531 und Nucl. Phys. B106(1976)461

53. T. Cheng und L. Li, Phys. Rev. Lett. 38(1977)381 und Phys. Rev. D16(1977)1425
54. S.M. Bilenky et al., Phys. Lett. 67B(1977)309
55. N.N. Nikolaev et al., Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 18(1973)70
56. E. Derman, Phys. Rev. D7(1973)2755
57. S. Berman und J. Primack, Phys. Rev. D9(1974)2171
58. S.M. Bilenky und S.T. Petcov, Preprint JINR E2-10809 (1977)
59. R.N. Cahn und F. Gilman, Phys. Rev. D17(1978)1313, mit ausführlichen Literaturhinweisen zu früheren Arbeiten
60. C.Y. Prescott et al., Phys. Lett. 77B(1978)347 und Phys. Lett. 84B(1979)524
61. A.A. Akhundov et al., Yad. Fiz. 26(1977)1251
62. N.M. Shumeiko, Yad. Fiz. 29(1979)1571
63. D.Yu. Bardin und N.M. Shumeiko, Yad. Fiz. 29(1979)969
64. D.Yu. Bardin et al., Nucl. Phys. B197(1982)1
65. D.Yu. Bardin et al., J. Phys. G: Nucl. Phys. 7(1981)1331
66. European Muon Collaboration, CERN/SPSC/74-78 (SPSC P.18) (unveröffentlicht)
67. O.C. Allkofer et al., Nucl. Instr. Meth. 179(1981)445

68. R. Clifft und N. Doble, CERN/Lab.II/EA/74-2 (unveröffentlicht)
69. L.M. Lederman und M.J. Tannenbaum, Advances in Particle Physics, Vol.I, New York 1968, p.11
70. N. Doble, CERN/Lab.II/EA/75-17 (unveröffentlicht)
71. D. Bollini et al., Nuovo Cimento 63A(1981)441
72. D. Brahy und E. Rossa, Preprint CERN SPS-EA/78-11
73. K.-M. Teichert, Diplomarbeit Universität München, 1979
74. I. Savin, NA-4 Note 78-30, 1978 (unveröffentlicht)
75. I. Golutvin et al., CERN/EP/NA4 Note 81-39 (unveröffentlicht)
76. R. Voss, NA4-DAQ, 6th edition, CERN 1979 (unveröffentlicht)
77. R. Brun, PATRAC, CERN DD/EE/79-3
78. R. Brun et al., GEANT, CERN DD/78/2
79. R. Brun et al., SIMUL, CERN DD/EE/78-1
80. R. Brun et al., HBOOK, CERN DD/77/9
81. R. Brun und H. Watkins, HPLOT, CERN DD/EE/80-2
82. H. Eichinger und M. Regler, Review of track fitting methods in counter experiments, CERN 81-06 (CERN Yellow Report)
83. M. Holder et al., Nucl. Instr. Meth. 148(1978)235

84. G. Moliere, Z. Naturforschung 2A(1947)133, 3A(1948)78 und 10A(1955)177
85. H. Bethe, Phys. Rev. 89(1953)1256
86. H. Wind, Nucl. Instr. Meth. 115(1974)431
87. H. Wind, Nucl. Instr. Meth. 153(1978)195
88. C. Zupancic, CERN/EP/NA4 Note 81-8 (unveröffentlicht)
89. R. Voss, CERN/EP/NA4 Note 82-9 (unveröffentlicht)
90. R. Voss und C. Zupancic, in Vorbereitung zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. Meth.
91. M. Abramowitz u. I. Stegun ed., Handbook of Mathematical Functions, National Bureau of Standards, Washington 1964
92. K.L. Brown et al., TRANSPORT: A Computer Program for Designing Charged Particle Transport Systems, CERN 73-16 (CERN Yellow Report)
93. L.C. Bernard, CERN/Lab.II/EA/75-2 (unveröffentlicht); G.v.Holtey, private Mitteilung
94. R. Voss, CERN/EP/NA4 Note 80-39 (unveröffentlicht)
95. R. Voss, CERN/EP/NA4 Note 80-25 (unveröffentlicht)
96. J. Zacek, CERN/EP/NA4 Note 82-26 (unveröffentlicht)
97. G. Smadja, CERN/EP/NA4 Note 82-38 (unveröffentlicht)

98. Particle Data Group, M. Roos et al., Review of Particle Properties, Phys. Lett. B111(1982).
99. R. Voss, CERN/EP/NA4 Note 82-20 (unveröffentlicht)
100. W.T. Eadie et al., Statistical Methods in Experimental Physics, Amsterdam/London 1971
101. B. Rossi und K. Greisen, Rev. Mod. Phys. 13(1941)240
102. W.T. Scott, Phys. Rev. 76(1949)212 und Rev. Mod. Phys. 35(1963)231
103. L. Eyges, Phys. Rev. 74(1948)1534
104. J.B. Marion und B.A. Zimmermann, Nucl. Instr. Meth. 51(1967)93
105. G. Todorova, in Vorbereitung
106. R. Kopp, Dissertation Universität München, in Vorbereitung
107. C. Richard-Serre, Evaluation de la Perte d'Energie Unitaire et du Parcours pour des Muons de 2 a 600 GeV dans un Absorbant Quelconque, CERN 71-18 (CERN Yellow Report)
108. H.A. Bethe, Ann. Physik (7) 5(1930)325
109. F. Bloch, Z. Physik 81(1933)363
110. R.M. Sternheimer, Phys. Rev. 103(1956)511
111. S.P. Ahlen, Rev.Mod.Phys. 52(1980)122
112. R. Kopp, private Mitteilung

113. M. Mando und L. Ronchi, Nuovo Cimento 9(1952)517
114. A.A. Petrukhin und V.V. Shestakov, Canadian Journ. Phys. 46(1968)S377
115. D. Kessler und P. Kessler, Nuovo Cimento 4(1956)601
116. W.P. Hesse et al., Phys. Rev. Lett. 25(1970)613
117. J. Cvach et al., Czechoslovak Journ. Phys. B31(1981)709
118. S.B. Vorozhtsov, CERN/EP/NA4 Note 82-25 (unveröffentlicht)
119. J. Cvach, Proc. XVIIeme Rencontres de Moriond (Les Arcs 1982), J. Tran Thanh Van ed., Gif-sur-Yvette 1982
120. J. Cvach, CERN/EP/NA4 Note 82-17 (unveröffentlicht)
121. M. Virchaux, private Mitteilung
122. P. Todorov, CERN/EP/NA4 Note 82-5 und CERN/EP/NA4 Note 82-11 (unveröffentlicht)
123. M. Klein und W.-D. Nowak, CERN/EP/NA4 Note 82-15 (unveröffentlicht) und M. Klein, private Mitteilung
124. D. Yu. Bardin und T. Camporesi, private Mitteilung
125. C. Zupancic, CERN/EP/NA4 Note 82-14 (unveröffentlicht)
126. C. Zupancic, CERN/EP/NA4 Note 80-21 und CERN/EP/NA4 Note 81-35 (unveröffentlicht)
127. C. Zupancic, private Mitteilung

128. G. Heimann und F.L. Navarria, CERN/EP/NA4 Note 82/36 (unveröffentlicht)
129. S. Wojcicki, CERN/EP/NA4 Note 81-12 und CERN/EP/NA4 Note 82-43 (unveröffentlicht)
130. P. Verrecchia, private Mitteilung
131. G.I. Smirnov, private Mitteilung
132. M. Kazarinov et al., CERN/EP/NA4 Note 82-31 (unveröffentlicht)
133. M. Klein und W.-D. Nowak, CERN/EP/NA4 Note 82-35 (unveröffentlicht)
134. T. Camporesi, Dissertation Univ. Bologna, 1980-81
135. M. Klein, private Mitteilung
136. W. Bartel et al., Phys. Lett. 108B(1982)140
137. R. Brandelik et al., Phys. Lett. 110B(1982)173
138. B. Adeva et al., Phys. Rev. Lett. 48(1982)1701
139. M. Davier, Proc. 21th Int. Conf. on High Energy Physics, Paris 1982

